PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1911. Redaktionsschluß für No. 12 am 1. Juni 1911. 12. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:
R. Goldschmidt, Über Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten. S. 417.
A. Righi, Neue Untersuchungen über das Entladungspotential im Magnetfelde. S. 424.
J. Robinson, Elektrische Staubfiguren. S. 439.
W. v. Ignatowsky, Zur Hydrodynamik vom Standpunkte des Relativitätsprinzips. S. 441.
B. E. Moore, Über die Trennung der Spektrallinien des Kalziums und des Strontiums im Magnetfelde. S. 443.
L. A. Bauer, Zur Theorie der Säkularvariation des Erdmagnetismus. S. 445.
Fr. Bidlingmaier, Zur Säkularen Variation des Erdmagnetismus. S. 449.
S. Pokrowsky, Über die Anwendung des polarisierten Lichtes in der Interferometrie. S. 459.
S. Pokrowsky, Über das Dopplersche Prinzip. S. 459.
G. Rümelin, Doppelter Schlüssel für Quadrantenelektrometer. S. 460.
Besprechungen:
O. Lehmann, Das Kristallisationsmikroskop. S. 461.
E. Orlich, Kapazität und Induktivität. S. 462.
C. Fleck, Photokeramik. S. 462.
F. Poske, Die Zentrifugalkraft. S. 462.
A. Battelli, A. Occhialini u. S. Chella, Die Radioaktivität. S. 463.
K. Scheel, Grundlagen der praktischen Metronomie. S. 463.
L. Schrutka, Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenschiebers. S. 463.
G. Friedel, Vorlesungen über Kristallographie. S. 463.
E. Sommerfeldt, Die Kristallgruppen nebst ihren Beziehungen zu den Raumgittern. S. 464.
A. Nodon, Die elektrische Tätigkeit der Sonne. S. 464.
Tagesereignisse. S. 464.
Personalien. S. 464.
Gesuche. S. 464.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten [1]).

Von Robert Goldschmidt.

Die Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeiten und Lösungen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur erscheint in mannigfacher Hinsicht von Interesse. Einerseits ist ein ausgiebiges Material von Wärmeleitfähigkeitsbestimmungen im Verein mit solchen der spezifischen Wärmen erforderlich als Grundlage für eine kinetische Theorie der Flüssigkeiten, welches Problem bekanntlich bisher noch keine befriedigende Lösung gefunden hat, andererseits kann man wertvolle Beziehungen zum molekularen Bau der Stoffe erwarten. Vielleicht wird es möglich sein, auf Grund von Wärmeleitfähigkeitsmessungen allein Konstitutionsbestimmungen vorzunehmen, da vermutlich ein ähnlicher Einfluß der Konstitution auf die Wärmeleitfähigkeit, wie z. B. auf die Größe der optischen Drehung, zu konstatieren sein wird.

Die in der Literatur vorliegenden Angaben über die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten sind wohl relativ zahlreich, indessen ist die Übereinstimmung der Zahlen untereinander äußerst mangelhaft, was um so schwerer ins Gewicht fällt, als die Werte der Wärmeleitfähigkeit bei den verschiedenen Stoffen sich selten um große Beträge unterscheiden. Es erscheint deshalb wünschenswert, eine Methode ausfindig zu machen, welche den bisherigen Methoden an Sicherheit und Leichtigkeit der Handhabung überlegen ist, und welche gestattet, Messungen in dem Intervall zwischen Schmelzpunkt und Siedepunkt vorzunehmen.

1) Aus dem Physik.-chem. Institut der Universität Berlin.

Das Prinzip der angewandten Methode ist analog dem der von Schleiermacher[1]) zu Wärmeleitfähigkeitsbestimmungen an verdünnten Gasen verwandten Methode. Schleiermacher spannte einen Platindraht längs der Achse einer Glasröhre auf. Diese Röhre wurde mit dem zu untersuchenden Gase in sehr hoher Verdünnung gefüllt und in ein Bad von bekannter Temperatur getaucht. Durch den Draht wurde ein elektrischer Strom von bestimmter Stärke geschickt. Der Widerstand des Drahtes wurde gemessen, bis er einen konstanten Wert erreicht hatte, was darauf hindeutete, daß der stationäre Zustand erreicht war. Mit dem Widerstand und der Stromstärke ist die von dem Draht an die Wandung der Röhre infolge der Wärmeleitung des Gases abgegebene Joulesche Wärme gegeben und, da mit dem Widerstand auch die Temperatur des Drahtes bekannt ist, auch die Wärmeleitfähigkeit des Gases.

In ähnlicher Weise arbeitete ich unter Leitung von Professor Nernst[2]) eine Methode aus, um den Einfluß der Dissoziation auf die Wärmeleitfähigkeit von Gasen zu studieren.

Die für Gase verwandte Methode mußte nun bei ihrer Anwendung zu Messungen an Flüssigkeiten in verschiedenen Punkten modifiziert werden. Vorversuche mit einer einfachen Platindrahtspirale, welche direkt in die Flüssigkeit getaucht wurde, ergaben, daß die stärkste Fehlerquelle in der bei der Erwärmung auf-

1) Wied. Ann. **34**, 623, 1888; **36**, 346, 1889.
2) R. Goldschmidt, Sur les rapports entre la dissociation et la conductibilité thermique des gaz, Thèse, Bruxelles 1902.

tretenden Konvektion der Wärme durch die aufsteigenden Teile der Flüssigkeit besteht. Während bei Gasen die Konvektion durch starke Verdünnung ausgeschaltet wird, gelang dies in unserem Falle dadurch, daß der Draht in einer engen Kapillare, welche einer Bewegung der Flüssigkeit Reibungswiderstand entgegensetzt, ausgespannt wurde. Schließlich wurde folgende Apparatur angewandt, mit welcher die in Tabelle 2 angegebenen provisorischen Zahlen erhalten wurden. Fig. 1 zeigt den Apparat schematisch im Querschnitt. Längs

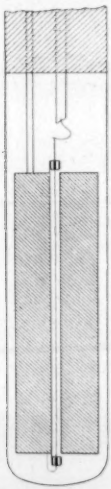


Fig. 1.

der Achse einer Silberkapillare von 2 mm Lumen ist ein Platindraht von 0,05 mm Dicke durch eine Stahlfeder aufgespannt. Die Silberkapillare ist ihrer ganzen Länge nach in einen massiven Messingblock von 2 cm Durchmesser und 7 cm Länge eingelassen. Durch die gute Wärmeleitfähigkeit eines derartigen Blockes, welcher praktisch überall die gleiche Temperatur besitzt, werden die bei der Messung auftretenden Temperaturunterschiede rasch ausgeglichen. An den Enden des Heizdrahtes waren je ein dickeres Stück Platindraht angelötet und in einer Glasführung beweglich, so daß der Heizdraht zentrisch in der Kapillare gespannt war. Das eine Ende war an den Block festgelötet, das andere mit der Stahlfeder durch einen Seidenfaden verbunden. Der Widerstand des Heizdrahtes betrug bei 0° ungefähr 3,4 Ohm. Die Stromzuführung erfolgte durch ein breites Kupferblechband, die Ableitung geschah durch den Block. Der Apparat wurde nun in ein Reagenzglas mit der zu untersuchenden Flüssigkeit getaucht, wobei die Flüssigkeit die Kapillare ganz ausfüllte. Das ganze System wurde während der Messung in einem Vakuumgefäß auf konstanter Temperatur gehalten.

Der Platindraht war bis —80° luftthermometrisch, bei sehr tiefen Temperaturen mit dem Stockschen Sauerstoffthermometer kalibriert. Eine Probe von demselben Draht wurde von Nernst[1]) bei den Untersuchungen über die spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen verwandt.

Die Messung des Widerstandes erfolgte in der Wheatstoneschen Brückenschaltung. Als Nullinstrument diente ein Spiegelgalvanometer, ein Drehspuleninstrument von Siemens & Halske. Bei 250 cm Skalenabstand hatte es eine Empfindlichkeit von etwa 10^{-8} Amp. für 1 mm Ausschlag. Ein Präzisions-Widerstandskasten von Wolff in Berlin lieferte einen Zweig von 50 Ω und den Vergleichswiderstand, den dritten Zweig ergab ein Konstantanwiderstand von 5 Ω und den vierten der Heizdraht. Der Strom wurde von drei Akkumulatoren geliefert und durch einen vorgelegten Widerstandskasten von Hartmann & Braun in seiner Stärke variiert. Die Spannung wurde zwischen Brücke und Stromquelle abgenommen. Als Meßinstrument diente ein Weston-Präzisionsvoltmeter. Die Schaltung ist aus der Skizze Fig. 2 zu entnehmen.

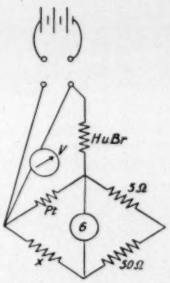


Fig. 2.

Die Messung wurde nun in folgender Weise vorgenommen. Zuerst wurde ein schwacher Strom von etwa 0,018 Amp. durch den Draht geschickt und der Widerstand x_1 des Drahtes

1) Sitzungsber. Berl. Akad., 3. März 1910.

gemessen[1]), hierauf wurde ein stärkerer Strom, der von 0,05—0,33 Amp. variiert wurde, durchgeschickt und wieder x_2 gemessen. Endlich wurde wieder der erste kleine Strom hindurchgeschickt und also durch Messung von x_3 die Temperatur des Drahtes bestimmt. Die Energie i^2x_2 bei dem starken Strom (vermindert um den Mittelwert aus den Energien i^2x_1 und i^2x_3) dividiert durch die Differenz x_2 minus Mittelwert aus x_1 und x_3 ergab dann ein relatives Maß der Wärmeleitfähigkeit. Als typisches Beispiel einer solchen Meßreihe seien in Tabelle 1 die zur Ermittlung von $\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$ an Schwefelkohlenstoff ausgeführten Messungen angegeben. Die erste Kolumne enthält die am Voltmeter abgelesene Spannung, die zweite den Widerstand x_1, x_2 und x_3 (letzterer immer für den darauffolgenden Versuch als x_1 angesehen), die dritte den Mittelwert aus x_1 und x_3, die vierte und fünfte Kolumne enthalten die Stromstärke i resp. die Energie i^2x, in der sechsten Kolumne steht die Differenz x_2 minus Mittelwert aus x_1 und x_3. Die siebente Kolumne endlich enthält $\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$.

Tabelle 1.

V	$x_{1,2,3}$	Mitel x_1 u. x_3	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$
6,11	3,4891		0,01805	0,001137		
6,10	3,4939	3,48915	0,05148	0,009260	0,00475	1,710
6,10	3,4892		0,01802	0,001134		
6,08	3,4965	3,48920	0,06301	0,013883	0,0073	1,747
6,09	3,4892		0,01799	0,001130		
6,07	3,5020	3,48935	0,08148	0,023250	0,01265	1,749
6,08	3,4895		0,01796	0,001126		
6,05	3,5106	3,48970	0,10430	0,038191	0,0209	1,773
6,07	3,4899		0,01793	0,001122		
					Mittel	1,745

Die Schwankungen der Konstanten um den Mittelwert betrugen in der Regel 5—10 Proz. Die nach dieser Methode gewonnenen Resultate sind in der folgenden Tabelle vereinigt. In der zweiten Kolumne stehen die Temperaturen im Dewargefäß in Celsiusgraden, die dritte Kolumne enthält die Werte von $\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x} = \lambda'$, die vierte die für $H_2O = 100$ bei 9,6° berechneten Werte der Wärmeleitfähigkeit und die fünfte die berechneten Temperaturkoeffizienten.

Tabelle 2.

Substanz	t^0 C	λ'	$\lambda'(H_2O = 100)$	$\frac{\Delta\lambda'}{\Delta t}$
Benzol	33,8	1,775	28,37	
	16,2	2,074	33,15	—0,27
Äthylalkohol	29,9	1,884	30,11	
	13,6	1,952	31,20	—0,07
	0,0	2,187	34,96	—0,27
	—79	2,595	41,49	—0,08
	—79	2,715	43,40	
Pentan	0,0	1,449	23,16	
	—79	2,270	36,28	—,017
Hexan	15,0	1,370	21,90	
	0,0	1,485	23,74	—0,12
	—79	2,147	34,32	—0,13
Toluol	13,9	1,555	24,85	
	0,0	1,621	25,91	—0,08
	—79	2,255	36,04	—0,13
Schwefelkohlenstoff	9,9	1,745	27,89	
	9,5	1,823	29,14	
Wasser	9,6	6,278	6,256 = 100	
	9,6	6,235		

Wie sich in der Folge zeigte, müssen die in den Tabellen 1 und 2 enthaltenen Messungen als provisorische angesehen werden. Dieselben gelangen überhaupt nur durch eine große Gleichmäßigkeit der einzelnen Operationen, wie aus folgendem hervorgeht. Der Wärmegang während der Messung wird durch die Skizze Fig. 3 anschaulich gemacht. Die Kurve *a*

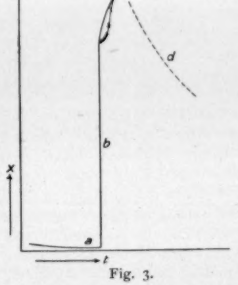


Fig. 3.

zeigt das Abfallen des Widerstandes nach einem vorhergegangenen Versuch, *b* zeigt das Hochschnellen des Widerstandes beim Einschalten des starken Stromes, wobei jedesmal eine eigentümliche Verzögerungserscheinung eintritt, die vermutlich von einer momentanen Überhitzung herrührt. Dann steigt der Widerstand im Momente der Einschaltung läßt sich nun exakt bestimmen, wenn man von *c* auf diese Zeit extra-

1) Ein vor den Wolffschen Widerstandskasten geschalteter Regulierwiderstand von 0,07 Ω, der genau geeicht war, besorgte die Feineinstellung. Dabei wurde der Primärstrom zur Fixierung der Nullstellung beständig kommutiert.

poliert. Zu diesem Zwecke hat man von den nach 1, 2, 3 usf. Minuten abgelesenen Galvanometerausschlägen auf den Nullpunkt des Galvanometers zu extrapolieren, wobei es sich, wie die Detailskizze Fig. 4 erkennen läßt, nur um eine Korrektur handelt. Durch mehrmaliges Wiederholen dieser eben beschriebenen Operationen wird der Wert von x_2 eingegrenzt und ist dann leicht zu ermitteln. Das Stück d gibt dann wieder den Abfall nach der Ausschaltung des stärkeren Stromes. Es ist klar, daß der Mittelwert von x_1 und x_3 nur einer Näherung an den exakten Wert der Anfangstemperatur entspricht. Bei den späteren Messungen wurde also von einer Bestimmung von x_3 ganz abgesehen.

Bei der schließlich beibehaltenen Art der Messung mit dem weiter unten beschriebenen,

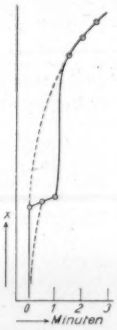


Fig. 4.

verbesserten Apparat wurde zuerst ein annähernd richtiger Widerstand mit Hilfe eines wenig empfindlichen Galvanometers gestöpselt. Nach Ablesung des Nullpunktes und Einschaltung des stärkeren Stromes wurde dann das Spiegelgalvanometer in Abständen von halben Minuten abgelesen. Nach der dritten Minute wurde dann das Galvanometer durch Ziehen eines geeigneten Stöpsels auf Widerstand geeicht. Die Korrektur des annähernd richtig eingestellten Widerstandes ließ sich dann (nach der Extrapolation auf die Zeit Null) leicht aus dem gefundenen Galvanometerausschlag und aus der Empfindlichkeit des Galvanometers berechnen. Bei dieser Arbeitsweise genügt eine einmalige Ausführung der Operation zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit. Die Fehlermöglichkeiten, welche bei der Ermittlung des Wertes von x_2 durch Eingrenzen zu gewärtigen waren, entfallen bei der zuletzt geschilderten Arbeitsweise, insbesondere ist es nicht wie früher notwendig, am Beginne jedes Versuches genau die gleiche Anfangstemperatur zu haben.

Die Schaltung wurde der Arbeitsweise gleichfalls angepaßt. Das Voltmeter wurde an die Enden der Brücke gelegt. Statt des zur Variierung der Stromstärke dienenden, vorgeschalteten Widerstandskastens von Hartmann & Braun wurden zwei parallel geschaltete Gleitwiderstände der eine mit konstantem großen Widerstand, der andere mit absteigendem Widerstand abwechselnd vorgelegt. Zum Wolff-

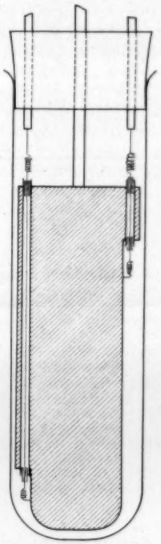


Fig. 5.

schen Widerstandskasten wurde ein Kasten von Hartmann & Braun zur Feinregulierung parallel geschaltet.

Die so erhaltenen Werte von λ zeigten jedoch eine deutliche Abhängigkeit von der Stromstärke, sie stiegen linear an. Der Grund dieser Erscheinung ist wahrscheinlich der starke Wärmeaustausch an den dicken Stromzuführungen zum Heizdraht. Es gelang nun, diesem Übelstande durch eine Änderung in der Konstruktion des Apparates abzuhelfen, die in der Skizze Fig. 5 schematisch dargestellt ist. Dem einen längeren Platindrahte wurde ein zweiter bedeutend kürzerer gegengeschaltet; beide

Drähte befanden sich natürlich in zwei angrenzenden Zweigen der Brückenkombination. An ihrem einen Ende sind die Drähte durch den Block leitend verbunden. Die Vorrichtung wirkt so, als ob nur der Widerstand des mittleren Stückes des Platindrahtes gemessen würde. Es wurden also zwei Silberkapillaren mit Drähten von ca. 10 mm und 100 mm Länge in einen Messingblock von 24 mm Durchmesser und 100 mm Länge eingelassen. Der Widerstand des kurzen Drahtes betrug bei 0° C 0,640 Ω der des langen 4,897 Ω. Das Verhältnis der beiden Drähte $K = 0{,}13069$ konnte praktisch bis zu sehr tiefen Temperaturen als konstant in Rechnung gesetzt werden. Da bei dieser Anordnung nur die Differenz der Widerstände der beiden Drähte gemessen werden kann, so erwies sich bei größerem K, also geringerem Längenunterschied der Drähte, der resultierende Widerstand zu klein, um die gewünschte Genauigkeit erreichen zu können. Um ein Bild von der Arbeitsfähigkeit des Apparates zu geben, ist in Tabelle 3 eine Serie von Messungen an Alkohol (99 Proz.) von 0° C angeführt. Die erste Kolumne enthält die Spannung an den Enden der Brücke in Volt, die zweite den Widerstand in Ohm, die dritte die (nach der Formel $i = \frac{V}{x} K$ berechnete) Stromstärke, die vierte die durch die Drähte geschickte Energie, die fünfte die Widerstandsdifferenz und die sechste Kolumne schließlich die Wärmeleitfähigkeit in relativem Maß.

Tabelle 3.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2x}{\Delta x}$
0,088	4,1177	0,002793	0,0000321	0,0323	0,1537
1,102	4,1500	0,034704	0,0049981		
0,088	4,1095	0,002798	0,0000322	0,0315	0,1586
1,104	4,1410	0,034842	0,0050272		
0,088	4,1017	0,002804	0,0000322	0,0536	0,1545
1,422	4,1553	0,044725	0,0083119		
0,088	4,1015	0,002804	0,0000322	0,0532	0,1556
1,422	4,1547	0,044731	0,0083130		
0,088	4,0508	0,002839	0,0000326	0,0765	0,1570
1,706	4,1273	0,050422	0,012045		
				Mittel	0,1558

Die Abweichungen der Konstanten vom Mittelwert sind unregelmäßig nach beiden Seiten und übersteigen nicht 2 Proz. Es fehlt ferner in dieser sowie in den weiter unten angeführten Messungen ein Gang der Konstanten mit der Stromstärke.

Im weiteren Verlaufe der Messungen konnte die Exaktheit der in der Tabelle 3 angeführten Messungen noch erheblich übertroffen werden. Dies bezieht sich auf alle in Tabelle 13 enthaltenen Zahlen. Als Beleg für die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Messungen mögen aus Tabelle 13 zwei beliebig herausgegriffene Beispiele angeführt werden.

Tabelle 4.

Amylalkohol (frei von Pyridin.) Bad: 0° C

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2x}{\Delta x}$
0,086	4,2525	0,0026430	0,0000297	0,0219	0,1177
0,808	4,2744	0,024705	0,0026089		
0,086	4,2525	0,0026430	0,0000297	0,0403	0,1178
1,096	4,2928	0,033367	0,0047794		
0,086	4,2533	0,0026425	0,0000297	0,0764	0,1177
1,512	4,3297	0,045639	0,0090186		
0,086	4,2534	0,0026425	0,0000297	0,0115	0,1177
0,588	4,2049	0,018019	0,0013847		
				Mittel	0,1177

Tabelle 5.

Diäthyläther. Bad: −79° C.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2x}{\Delta x}$
0,066	2,9222	0,0029517	0,0000255	0,0138	0,1419
0,584	2,9360	0,025996	0,0019841		
0,066	2,9215	0,0029525	0,0000255	0,0332	0,1421
0,906	2,9547	0,040075	0,0047451		
0,066	2,9217	0,0029523	0,0000255	0,0330	0,1430
0,906	2,9547	0,040075	0,0047451		
0,066	2,9207	0,0029533	0,0000255	0,0508	0,1414
1,120	2,9715	0,049261	0,0072015		
0,066	2,9206	0,0029534	0,0000255	0,0506	0,1421
1,120	2,9712	0,049266	0,0072112		
				Mittel	0,1421

Die Übereinstimmung ist bei einer Variation der Stromstärke von ca. 1:2 außerordentlich befriedigend. Der mittlere Fehler beträgt nicht mehr als 0,5 Proz. und ist bei einzelnen Messungen noch geringer. Es wurde daher auch die Bestimmung von vier Punkten als vollkommen ausreichend angesehen.

Der Temperaturkoeffizient.

Die Literaturangaben weichen auch bezüglich des Temperaturkoeffizienten erheblich voneinander ab.

H. F. Weber[1]), welcher die Lamellenmethode ausgearbeitet hatte, fand, daß die Wärmeleitfähigkeit mit wachsender Temperatur steigt. Graetz[2]) hat eine abweichende Methode, um λ für verschiedene Flüssigkeiten absolut zu

1) Wied. Ann. **10**, 103, 1880; Berl. Akademieber. 1885.
2) Wied. Ann. **18**, 79, 1883; **25**, 337, 1885.

bestimmen, angegeben und verwandt. Er untersuchte Alkohol, Glyzerin, Terpentinöl, Äther, *NaCl*-Lösung, $KClO_3$-Lösung, Schwefelkohlenstoff und Petroleum. Für alle Substanzen ergab sich eine Zunahme von λ mit steigender Temperatur zwischen $^1/_2$ Proz. und 1 Proz. pro Grad. Indessen legt Graetz seinen Berechnungen über den Temperaturkoeffizienten keine weitere Bedeutung bei, da es in dem Intervall von 13—30° nicht möglich ist, außer durch sehr große Häufung von Beobachtungen sichere Zahlen für die Temperaturzunahme zu gewinnen. In neuerer Zeit brachte Lees[1]) an der Lamellenmethode verschiedenartige Veränderungen an. Er untersuchte vier reine Flüssigkeiten, wobei zugleich der Temperaturkoeffizient bestimmt wurde. λ ergab sich in C. G. S. für 25° und die prozentische Zunahme von λ pro Grad zwischen 25 und 45°, wie die folgende Tabelle 6 zeigt.

Tabelle 6.

	λ	α
Wasser	0,00136	—0,0055 Proz.
Glyzerin	0,00068	—0,0044 „
Methylalkohol	0,00048	—0,0031 „
Äthylalkohol	0,00043	—0,0058 „

Der Temperaturkoeffizient erwies sich also als negativ. Diese Tatsache ergab sich auch in allen von mir untersuchten Fällen bisher ausnahmslos.

Da es nun notwendig ist, die Messungen über ein möglichst großes Temperaturintervall auszudehnen, so wurde als eine Flüssigkeit, die sich stark unterkühlen läßt, Kahlbaums Pentan für Thermometer für die weiter unten angeführten Messungen verwandt. Gleichwohl war das Pentan bei der Temperatur der flüssigen Luft bereits in eine halbdurchsichtige, gelatinöse Form übergegangen. Durch langsames Abkühlen gelang es aber immerhin, in einem Bad von flüssiger Luft gemischt mit flüssigem Sauerstoff, die Kapillaren richtig gefüllt zu erhalten. In den folgenden Tabellen sind nach der zuletzt beschriebenen Methode ausgeführte Beobachtungen enthalten, wobei der Kopf der Tabellen in der gleichen Weise wie bei Tabelle 3 zu deuten ist.

Während bei den höheren Temperaturen, bei welchen das Pentan im flüssigen Zustande sich befindet, sehr gute Übereinstimmung der Konstanten erzielt werden konnte, war dies in eben solchem Grade bei der Temperatur des Gemisches von flüssiger Luft und flüssigem O_2 leider nicht möglich. Bei den höheren Temperaturen betragen die mittleren Abweichungen 0,5—0,9 Proz., bei —185° C beträgt die

1) Ch. Lees, Phil. Trans. (A) **191**, 399, 1898.

Tabelle 7.

Pentan „für Thermometer".
Bad: +13,7 bis 13,9° = 287° abs.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2x}{\Delta x}$	
0,090	4,4758	0,002628	0,0000309			
0,724	4,4954	0,021048	0,0019916	0,0196	0,1003	+0,0005
0,090	4,4762	0,002628	0,0000309			
0,722	4,4957	0,020989	0,0019805	0,0195	0,0999	+0,0001
0,090	4,4764	0,002628	0,0000309			
0,844	4,5034	0,024493	0,0027017	0,0270	0,0989	—0,0009
0,090	4,4768	0,002627	0,0000309			
1,072	4,5200	0,030996	0,0043425	0,0432	0,0998	0,0000
0,090	4,4777	0,002627	0,0000309			
1,070	4,5210	0,030931	0,0043254	0,0433	0,0992	—0,0006
0,090	4,4780	0,002627	0,0000309			
1,070	4,5213	0,030929	0,0043251	0,0433	0,0992	—0,0006
0,090	4,4791	0,002626	0,0000309			
1,378	4,5506	0,039575	0,0071273	0,0715	0,0992	—0,0006
0,090	4,4795	0,002626	0,0000309			
1,374	4,5506	0,039461	0,0070862	0,0711	0,0992	—0,0006
0,090	4,4800	0,002625	0,0000309			
1,376	4,5509	0,039515	0,0071062	0,0709	0,0998	0,0000
0,090	4,4806	0,002625	0,0000309			
1,686	4,5856	0,048053	0,010588	0,1050	0,1005	+0,0007
0,090	4,4820	0,002624	0,0000309			
1,682	4,5852	0,047932	0,010537	0,1042	0,1008	+0,0010
0,090	4,4820	0,002624	0,0000309			
1,680	4,5864	0,047873	0,010511	0,1044	0,1004	+0,0006
				Mittel	0,0998	

Tabelle 8.

Pentan „für Thermometer".
Bad: 0° C = 273° abs.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2x}{\Delta x}$	
0,088	4,0947	0,002808	0,0000323			
0,846	4,1217	0,026825	0,0029659	0,0270	0,1086	+0,0008
0,088	4,0904	0,002812	0,0000323			
0,846	4,1178	0,026850	0,0029687	0,0274	0,1072	—0,0006
0,088	4,0810	0,002816	0,0000324			
1,110	4,1279	0,035143	0,0050981	0,0469	0,1080	+0,0002
0,088	4,0754	0,002822	0,0000325			
1,104	4,1218	0,035005	0,0050507	0,0464	0,1081	+0,0003
0,088	4,0198	0,002861	0,0000329			
1,104	4,0665	0,035482	0,0051194	0,0467	0,1089	+0,0011
0,088	4,0877	0,002813	0,0000324			
1,114	4,1354	0,035206	0,0051258	0,0477	0,1068	—0,0010
0,088	4,0817	0,002818	0,0000324			
1,414	4,1577	0,044448	0,0082140	0,0760	0,1077	—0,0001
0,088	4,0773	0,002821	0,0000324			
1,414	4,1538	0,044489	0,0082215	0,0765	0,1070	—0,0008
				Mittel	0,1078	

Tabelle 9.

Pentan „für Thermometer“.
Bad: -79^0 C $= 194^0$ abs.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$	
0,066	2,9309	0,002943	0,0000254	0,0136	0,1253	—0,0013
0,546	2,9445	0,024234	0,0017293			
0,066	2,9316	0,002942	0,0000254	0,0134	0,1271	+0,0005
0,546	2,9450	0,024230	0,0017290			
0,066	2,9318	0,002942	0,0000254	0,0133	0,1284	+0,0018
0,546	2,9451	0,024230	0,0017289			
0,066	2,9318	0,002942	0,0000254	0,0320	0,1269	+0,0003
0,842	2,9638	0,037129	0,0040857			
0,066	2,9316	0,002942	0,0000254	0,0324	0,1256	—0,0010
0,842	2,9640	0,037126	0,0040855			
0,066	2,9317	0,002942	0,0000254	0,0323	0,1257	—0,0009
0,842	2,9640	0,037126	0,0040855			
0,066	2,9317	0,002942	0,0000254	0,0632	0,1256	—0,0010
1,182	2,9949	0,051581	0,0079682			
0,066	2,9316	0,002942	0,0000254	0,0633	0,1251	—0,0015
1,180	2,9949	0,051493	0,0079410			
0,066	2,9316	0,002942	0,0000254	0,0622	0,1273	+0,0007
1,180	2,9938	0,051512	0,0079440			
0,066	2,8840	0,002990	0,0000258	0,0271	0,1274	+0,0008
0,770	2,9111	0,034569	0,0034788			
0,066	2,8840	0,002990	0,0000258	0,0270	0,1279	+0,0013
0,770	2,9110	0,034570	0,0034789			
			Mittel		0,1266	

Tabelle 10.

Pentan „für Thermometer“.
Bad (flüssige Luft und flüssiger Sauerstoff):
-183^0 C $= 90^0$ abs.

V	x	i	i^2x	Δx	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$	
0,026	1,0042	0,003384	0,0000115	0,0111	0,1465	+0,0083
0,312	1,0153	0,040160	0,0016375			
0,026	1,0053	0,003380	0,0000115	0,0111	0,1463	+0,0081
0,312	1,0164	0,040118	0,0016359			
0,026	1,0066	0,003376	0,0000115	0,0269	0,1447	+0,0065
0,486	1,0335	0,061457	0,0039035			
0,026	1,0078	0,003372	0,0000115	0,0284	0,1367	—0,0015
0,486	1,0362	0,061296	0,0038933			
0,026	1,0003	0,003397	0,0000115	0,0575	0,1266	—0,0116
0,672	1,0578	0,083023	0,0072915			
0,026	0,9973	0,004143	0,0000116	0,0528	0,1389	+0,0007
0,672	1,0501	0,083635	0,0073453			
0,026	0,9943	0,003417	0,0000116	0,0574	0,1276	—0,0106
0,672	1,0517	0,083508	0,0073342			
			Mittel		0,1382	

mittlere Abweichung 7 Proz., was einerseits in dem geringen Gesamtwiderstand der Drähte, andererseits in der vielleicht manchmal (infolge der starken Kontraktion des halbstarren Pentans) mangelhaften Füllung der Kapillaren begründet ist.

Immerhin ist aber durch die Messung der Verlauf der Kurve festgelegt. In der folgenden Tabelle 11 sind die Zahlen geordnet nach absteigenden Temperaturen zusammengefaßt. Zur Umrechnung der relativen Werte in absolute wurde die oben erwähnte Bestimmung von Lees[1]) an Alkohol von $+25^0$ C zugrunde gelegt.

Tabelle 11.

Substanz	Temperatur	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$	$\lambda \cdot 10^7$ (C.G.S.)	$100\,\frac{d\lambda}{\lambda^c\,dt}$
Äthylalkohol (99,8 Proz.)	$+25^0$ C $= 298^0$ abs.	0,1503	4300	—0,14
	0^0 „ $= 273^0$ „	0,1558	4455	
Pentan (für Thermometer)	$+14^0$ „ $= 287^0$ „	0,0998	2856	—1,6
	0^0 „ $= 273^0$ „	0,1078	3085	
	-79^0 „ $= 194^0$ „	0,1266	3623	—0,20
	-185^0 „ $= 88^0$ „	0,1382	3955	—0,08

Die dritte Kolumne enthält die relativen Werte der Wärmeleitfähigkeit, die vierte die zugehörigen absoluten Werte und die fünfte Kolumne die prozentische Änderung von λ.

Schließlich seien noch einige Beobachtungen der Temperaturabhängigkeit von λ an Äther und Toluol angeführt[2]).

Tabelle 12.

Substanz	Temperatur	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$	$\lambda \cdot 10^7$ (C.G.S.)	$100\,\frac{d\lambda}{\lambda^c\,dt}$
Diäthyläther	$+14{,}9^0$C $= 287{,}9^0$abs.	0,1122	3285	—0,19
	0^0 „ $= 273^0$ „	0,1154	3378	—0,26
	-79^0 „ $= 194^0$ „	0,1421	4160	
Toluol . . .	$+14{,}5^0$ „ $= 287{,}5^0$ „	0,1168	3420	—0,14
	0^0 „ $= 273^0$ „	0,1193	3492	—0,14
	-79^0 „ $= 194^0$ „	0,1328	3888	

Messungen.

In der folgenden Tabelle sind die Mittelwerte von den übrigen bis jetzt ausgeführten Messungen zusammengestellt. Proben aus dieser Tabelle sind in den Tabellen 4 und 5 gegeben und die an dieser Stelle gegebenen Erläuterungen gelten für alle folgenden Zahlen.

Die Berechnung von $\lambda \cdot 10^7$ erfolgte mit Zugrundelegung des früher (vid. Tab. 11) nach den Messungen von Lees ermittelten absoluten Wertes für $\lambda \cdot 10^7$ von Alkohol von 0^0 C. Da nun die Bestimmung von $\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$ große Zuverlässigkeit besitzt, so dürfte es nicht verfrüht sein, einige allgemeinere Schlüsse aus dem vorliegenden Material zu ziehen.

Zunächst ist eine Abnahme der Leitfähigkeit mit wachsendem Molekulargewicht augenfällig, was sich besonders in der homologen

1) Lees, l. c.
2) $\lambda \cdot 10^7$ ist berechnet nach der Eichung des Apparates mit Alkohol von 0^0 C (siehe Tab. 13).

Tabelle 13.

Substanz	Formel	t^0 C	Molekulargewicht	$\frac{\Delta i^2 x}{\Delta x}$	$\lambda \cdot 10^7$ (C. G. S.)
Wasser	H_2O	0	18	0,5123	15000
Glyzerin	$CH_2(OH) \cdot CH(OH) \cdot CH_2(OH)$	+10,6	92	0,2477	7251
Methylalkohol	CH_3OH	0	32	0,1791	5243
Athylalkohol	$CH_3 \cdot CH_2 \cdot OH$	0	46	0,1522	4455
Propylalkohol	$CH_3 \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot OH$	0	60	0,1367	4002
Isopropylalkohol	$CH_3 \cdot CH(OH) \cdot CH_3$	0	60	0,1258	3683
Amylalkohol (prim.)	$CH_3 \cdot (CH_2)_3 \cdot CH_2OH$	0	88	0,1177	3446
Dimethyläthylkarbinol	$(CH_3)_2 \diagdown C-OH$ C_2H_5	0	88	0,1013	2965
Diäthyläther	$C_2H_5 \cdot O \cdot C_2H_5$	+14,9	74	0,1122	3285
		0		0,1154	3378
		−79		0,1421	4160
Xyiol *o*	$C_6H_4(CH_3)_2$	0	106	0,1176	3443
„ *m*		0	106	0,1171	3429
Toluol	$C_6H_5 \cdot CH_3$	+14,5	92	0,1168	3420
		0		0,1193	3492
		−79		0,1328	3888
Nitrobenzol	$C_6H_5 \cdot NO_2$	+12,5	123	0,1298	3801
Anilin	$C_6H_5 \cdot NH_2$	0	93	0,1481	4336
Schwefelkohlenstoff	CS_2	0	76	0,1325	3879
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4	0	154	0,0910	2664
Azeton	$CH_3 \cdot CO \cdot CH_3$	0	58	0,1444	4228
Athylenglykol	$OH \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot OH$	0	62	0,2170	6353

Reihe der Alkohole zeigt. Sodann macht sich ein Einfluß des molekularen Baues bemerkbar, und zwar ist die eigentümliche Tatsache zu konstatieren, daß Moleküle von langgestrecktem, kettenförmigen Bau größere Leitfähigkeit zeigen als isomere von mehr symmetrischem Aufbau, wie man aus dem Beispiele der untersuchten isomeren Amylalkohole und Propylalkohole erkennt. Ortsisomerie scheint ohne nennenswerten Einfluß auf die Leitfähigkeit zu sein (die beiden Xylole).

Zusammenfassung.

Als Resultate der vorliegenden Arbeit lassen sich folgende anführen:

1. Es wurde durch eine Modifikation der alten Schleiermacherschen Methode zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Gasen und durch Ausarbeitung eines für die Messungen an Flüssigkeiten geeigneten Apparates eine neue Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten gewonnen. Die bei den älteren Methoden störenden Fehlerquellen, insbesondere die bei der Erwärmung auftretende Konvektion der Wärme, konnten ausgeschaltet und der störende Einfluß der Drahtenden durch Gegeneinanderschaltung zweier verschieden langer Drähte eliminiert werden.

2. Die Methode erlaubt, die Wärmeleitung in einem relativen Maß bei sämtlichen Temperaturen im ganzen Bereiche des flüssigen Zustandes zu bestimmen.

3. Es wurde die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung an Pentan (für Thermometer) in einem Temperaturintervall von 210°, an Äther und Toluol in einem Intervall von 94° bestimmt. Der Temperaturkoeffizient ist negativ und beträgt bei Zimmertemperatur ungefähr 0,2 bis 1,5 Proz. pro Grad.

4. Es wurden die Werte der Wärmeleitung von einer Anzahl chemisch verwandter Flüssigkeiten bei der Temperatur von 0° C gemessen. Aus diesem Material lassen sich Einflüsse des Molekulargewichtes und des molekularen Baues auf die Wärmeleitfähigkeit erkennen.

Bei der vorliegenden Arbeit wurde ich von meinem Privatassistenten Herrn Dr. Horak mit größtem Eifer und vollem Verständnis unterstützt.

(Eingegangen 22. März 1911.)

Neue Untersuchungen über das Entladungspotential im Magnetfelde.
(Nuove ricerche sul potenziale di scarica nel campo magnetico.)

Von Augusto Righi.

I. Ergänzungen zu den Versuchen bei mittleren Drucken.

In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich den Einfluß des Magnetfeldes auf die Potentialdifferenz untersucht, die erforderlich ist, damit die Entladung in Luft von mittlerer Verdünnung (das heißt bei einem Druck von

1) Righi, Rend. della R. Acc. di Bologna, 29. Mai 1910.

einigen Zehntelmillimetern) zwischen parallel zueinander angeordneten plattenförmigen Elektroden stattfindet. Die Ergebnisse meiner sehr zahlreichen Messungen hatte ich durch gewisse Kurven dargestellt, welche die Feldstärke des Magnetfeldes zu Abszissen und die Werte des Entladungspotentials zu Ordinaten hatten.

Diese Kurven geben eine klare Vorstellung von den Wirkungen, die das Feld hervorbringt, und zeigen insbesondere, unter welchen Verhältnissen die Erregung des Magnetfeldes die Entladung eintreten läßt, wenn sie zuvor nicht vorhanden war, oder sie zum Aufhören bringt, wenn sie zuvor stattgefunden hatte. Diese Kurven zeigen weiter das Vorhandensein eines Optimums der Feldstärke, das heißt eines besonderen Wertes der Feldstärke, welchem das geringste Entladungspotential entspricht. Diese letztere Tatsache entbehrt keineswegs der Bedeutung und ist von Herrn Bloch[1]) vollauf bestätigt worden.

In meiner oben genannten Arbeit habe ich mich nicht nur auf eine bestimmte Größenordnung der Verdünnung beschränkt, sondern auch auf kleine Werte der Entfernung zwischen den Elektroden. Einige der neuen Versuche, und zwar gerade die, über welche ich in diesem ersten Abschnitt berichten will, beziehen sich besonders auf den Fall, daß der Abstand der Elektroden voneinander den kritischen Abstand überschreitet. Die Versuchsanordnung, die ich hier benutzt habe, ist, von einigen Abänderungen in den Einzelheiten abgesehen, dieselbe wie bei meinen ersten Versuchen.

Die früheren Versuche hatten dargetan, daß in gewissen Fällen das Magnetfeld eine Erhöhung und keine Erniedrigung des Entladungspotentiales bedingt. Wenn ich daher bei einem gegenseitigen Abstand der Elektroden, der größer war als der kritische, keinerlei bemerkenswerte Erscheinungen festgestellt habe, so glaubte ich, dies könne seine Ursache in dem Umstande haben, daß ich mich bei großen Abständen darauf beschränkt hatte, zu untersuchen, ob das Magnetfeld eine Erniedrigung des Entladungspotentiales bedingte.

Es blieb daher zu untersuchen, ob nicht bei großen Entfernungen zwischen den Elektroden vielmehr eine Erhöhung des Entladungspotentiales unter dem Einflusse des Magnetismus erfolgte.

Die zu diesem Zwecke ausgeführten Versuche haben den Nachweis erbracht, daß dies in der Tat wirklich der Fall ist.

Ich habe zu diesem Zwecke dieselbe Röhre benutzt, mit der ich meine allerersten Versuche gemacht hatte; die Elektroden dieser Röhre haben die Form paralleler Platten, und eine von ihnen läßt sich nach Belieben bewegen. Mit dieser Röhre habe ich nun das Entladungspotential bei verschiedenen Werten des Abstandes zwischen den Elektroden gemessen, und zwar bei jedem Abstand unter dem Einflusse mehr oder minder starker Felder. In allen diesen Fällen habe ich die Messungen einmal mit senkrecht, das andere Mal mit parallel zur magnetischen Kraft angeordneten Elektrodenplatten ausgeführt.

Der Druck der Luft in der Röhre, die bereits längere Zeit verschlossen ist, beträgt 0,68 mm.

Die folgenden zahlenmäßigen Ergebnisse, die ich aus verschiedenen ziemlich vollständigen Messungsreihen gewonnen habe, zeigen den Verlauf der Vorgänge. Noch besser wird dieser Verlauf aus der Betrachtung der Figuren 1 und 2 ersichtlich.

Elektrodenplatten senkrecht zum Magnetfelde.

Entfernung zwischen den Elektroden, in mm									
= 0,3		= 1		= 8		= 10		= 15	
C	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*
0	450	0	400	0	350	0	370	0	430
384	400	38	396	346	346	307	366	346	428
500	392	192	390	576	345	1640	370	1200	432
1023	400	346	386	1200	352	2535	380	2010	436
1680	428	884	385	2400	370			2585	440
2460	480	2386	390						
		2586	396						

Elektrodenplatten parallel zum Magnetfelde.

Entfernung zwischen den Elektroden, in mm									
= 0,3		= 1		= 8		= 10		= 15	
C	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*
0	450	0	400	0	350	0	370	0	430
26	440	102	360	225	352	225	374	153	454
50	420	883	276	714	440	476	470	422	640
102	385	1023	270	1330	540	861	580	570	740
450	370	1545	250	1730	660	1253	680		
524	392	2440	236	1972	740	1545	780		
714	420								
861	440								
1600	490								

In diesen Tabellen enthalten die Spalten mit der Überschrift „*C*“ die Werte der magnetischen Feldstärke in Gauß; die Spalten mit der Bezeichnung „*P*“ geben die Werte des Entladungspotentiales in Volt an.

Hinsichtlich der Zeichnung der Kurven sind einige Erklärungen erforderlich. Die Kurven sind in den beiden Figuren 1 und 2 mit den Buchstaben *A* bis *E* bezeichnet, entsprechend den fünf Werten 0,3 mm bis 15 mm, die ich

1) Bloch, Le Radium, S. 52, 1911.

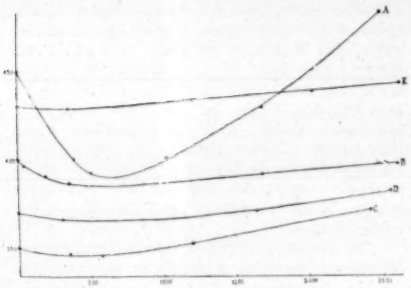


Fig. 1.

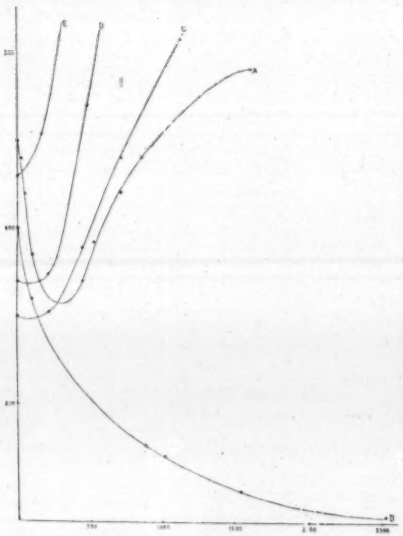


Fig. 2.

der Entfernung der Elektroden voneinander gegeben habe. Die Kurven A und B beziehen sich also auf solche Fälle, in denen die Entfernung kleiner war als die kritische, denn diese betrug ungefähr 6 mm. Somit entsprechen nur die Kurven C, D und E dem Zweck der Versuche, denen dieser Abschnitt gewidmet ist.

Ich habe viele weitere Messungsreihen unter denselben Bedingungen und mit durchaus übereinstimmenden Ergebnissen ausgeführt und habe bei der Zeichnung der Kurven in den Figuren 1 und 2 die Kurven für diese Messungsreihen vor Augen gehabt. Das war für mich immer dann von großem Nutzen, wenn die experimentell bestimmten Punkte auf einer gegebenen Kurve zuweit voneinander entfernt lagen.

Betrachtet man die Kurven C, D und E, so sieht man ohne weiteres, daß die vorherrschende Wirkung des Magnetfeldes in einer Erhöhung des Entladungspotentiales besteht. Diese Wirkung ist besonders im Falle der Fig. 2 ausgeprägt, also in dem Falle, wo die Röhre so angeordnet ist, daß die Elektroden parallel zu den magnetischen Kraftlinien stehen.

Es liegt auf der Hand, welchen Schwierigkeiten man begegnen würde, wenn man diese Erscheinungen im einzelnen auf Grund der allgemein angenommenen Theorie erklären wollte.

II. Die bisher angenommene und die vorgeschlagene neue Erklärung.

Bisher hat man den Einfluß des Magnetfeldes auf das Entladungspotential dadurch zu erklären gesucht, daß man die Gestaltsänderung der von den Elektronen durchlaufenen Bahnen heranzog. Diese Erklärungsweise halte ich aus verschiedenen Gründen für unzureichend.

In erster Linie muß in Fällen geringer Verdünnung, also in Fällen, wo die mittlere freie Weglänge der Elektronen sehr klein ist, der Einfluß des Feldes, der dahin geht, die Bewegung der Elektronen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen zu verändern, wenig ausgeprägte Wirkungen hervorbringen; jedenfalls ist es nicht einzusehen, wie man dahin kommen soll, die beobachteten Wirkungen zu erklären, nämlich die Erniedrigung und die Erhöhung des Entladungspotentiales, die sich häufig bei jeder beliebigen Neigung der elektrischen Kraftlinien gegen jene des Magnetfeldes zeigen.

Schließlich ist folgendes zu beachten: Um die Fälle zu erklären, in denen bei einer Potentialdifferenz, die kleiner ist als die für die Entladung erforderliche, die Entladung sich zeigt, sobald man nur das Magnetfeld erregt, nimmt die gewöhnliche Theorie an, daß bereits vor der Erregung des Feldes ein unbemerkter Elektrizitätsübergang in der Entladungsröhre stattfindet. Dies ist nun zunächst nicht sehr wahrscheinlich; überdies haben, wie ich bereits in meiner früheren Arbeit dargelegt habe, alle Forscher, die das Vorhandensein eines solchen vor der Wirkung des Feldes bestehenden Stromes haben nachweisen wollen, negative Ergebnisse erhalten.

Dieser Umstand ist von grundlegender Wichtigkeit, und ich wollte ihn daher schon beim Beginn meiner neuen Versuche gleichfalls untersuchen. Zu diesem Zweck habe ich folgenden Versuch angestellt.

Ich verband die eine der Elektroden der Röhre mit einem hochempfindlichen Quadrantenelektrometer (das momentan geerdet war), die andere Elektrode verband ich durch den üblichen Flüssigkeitswiderstand (zur Vermeidung von Beschädigungen durch allzu starke Ströme) mit dem einen Pole der Sammlerbatterie, deren anderer Pol geerdet war. Bei Unterbrechung der Verbindung des Elektrometers mit der Erde habe ich niemals den geringsten Ausschlag beobachtet, sofern natürlich das Potential der Batterie niedriger war als das Entladungspotential. Wenn wir im Bereiche der Tatsachen bleiben wollen, so müssen wir demnach zugeben, daß in der Röhre keinerlei wahrnehmbarer Elektrizitätsübergang vorhanden ist.

Diese Feststellung, die ich unter den verschiedensten Verhältnissen immer und immer wieder gemacht habe, und die sich mit analogen früheren Beobachtungen anderer Physiker deckt, stellt uns der Alternative gegenüber, entweder die gewöhnliche Theorie zu vervollständigen und zu modifizieren, oder uns darauf zu versteifen, einen Elektrizitätsübergang schon vor der Einwirkung des Magnetismus anzunehmen, obwohl es nicht gelingt, für einen solchen Elektrizitätsübergang den experimentellen Nachweis zu erbringen.

Wir dürfen indessen nicht vergessen, was ich in meiner früheren Arbeit betont habe, daß nämlich in dem Augenblicke, in welchem die Röhre in den Stromkreis eingeschaltet wird, ein Strom von kurzer Dauer entsteht, den das Galvanometer anzeigt, wenn man ein solches in eine der Verbindungsleitungen zwischen der Röhre und der Batterie einschaltet, und daß infolgedessen meiner Ansicht nach eine Anhäufung positiver Ionen an der Kathode und negativer Ionen an der Anode stattfindet. Besteht also in der Röhre, an deren Elektroden man eine Potentialdifferenz anlegt, die kleiner ist als die für die Entladung erforderliche, auch noch kein dauernder Strom, so steht dennoch die Röhre unter anderen Bedingungen, als sie stand, ehe sie in den Stromkreis eingeschaltet wurde. Ich werde weiter unten noch auf diesen Umstand zurückkommen, der, wie mir scheint, mit den Wirkungen, die der Magnetismus hervorbringt, in engstem Zusammenhange steht.

Da ich zu der gewöhnlichen Theorie kein genügendes Vertrauen hatte, wollte ich untersuchen, ob sich die Hypothese, die ich schon in der vorigen Arbeit aufgestellt habe, und nach welcher das Magnetfeld unter gewissen Verhältnissen eine Ionisierungsursache sein würde, gut genug zur Erklärung der Erscheinungen eignete.

Eine derartige Hypothese entbehrt meiner Meinung nach nicht der Begründung. Ebenso nämlich, wie das Magnetfeld unter gewissen Bedingungen die Beständigkeit der neutralen Doppelsterne „Elektron-Positives Ion" vermehrt oder vermindert, die ich zur Erklärung der Erscheinungen ersonnen habe, wie sie die magnetischen Strahlen (oder Magnetokathodenstrahlen) aufweisen, ebenso wird es analog die Bahnen verändern, welche die Elektronen durchlaufen, die an dem Aufbau der Atome teilhaben, und zwar wird es sie vergrößern, wenn das Feld in geeigneter Richtung wirkt. Ein Beispiel wird dies deutlicher machen.

Wir wollen in einem Atom ein Elektron betrachten, das sich auf einer Kreisbahn bewegen möge, und wollen senkrecht zur Ebene der Bahn ein Magnetfeld erregen, das so gerichtet sein soll, daß die elektromagnetische Kraft, die auf das bewegte Elektron wirkt, vom Mittelpunkte dieser Bahn nach außen hin gerichtet ist. Diese Kraft wird das Elektron offenbar zu entfernen streben und wird es, wenn sie genügend stark ist, zwar nicht in Freiheit setzen, ihm aber doch wenigstens ermöglichen, sich bei der geringsten von außen her eintretenden Störung loszulösen. Ein gleichzeitig mit dem Magnetfelde vorhandenes elektrisches Feld wird dieses Resultat erleichtern können, es sei denn, daß der besondere Fall eintreten würde, daß die elektrische Kraft das Elektron gegen das Atom hinzutreiben strebt.

Ich maße mir keineswegs an, zu behaupten, daß die bereits bekannten Tatsachen und jene, die ich hier beschreiben will, den Beweis dafür erbrächten, daß diese Hypothese die Wahrheit enthalte; ich glaube aber, daß sie eine befriedigende Übereinstimmung mit den aus dieser Hypothese zu ziehenden Folgerungen zeigen. Jedenfalls ist diese Hypothese für mich die Anregung zu den neuen Untersuchungen gewesen.

Da die Anhäufung von Ionen an den Elektroden, auf die ich weiter oben hingewiesen habe, in der Umgebung ihrer Oberfläche ein elektrisches Feld erzeugt, während in den anderen Teilen des Rohres dieses Feld sehr klein oder null ist, so erscheint es mir wahrscheinlich, daß das Magnetfeld gerade dort hauptsächlich seine ionisierende Wirkung zur Geltung bringen muß. Vor allen Dingen aber an der Kathode sucht die vermutete Magnetoionisation die dauernde Entladung in der Röhre hervorzurufen. Die Elektronen nämlich, die auf diese Weise erzeugt worden sind, oder zum mindesten die unter ihnen, die einer sofortigen Neutralisierung durch das Zusammentreffen mit einem positiven Ion entrinnen, werden rasch eine beträchtliche Geschwindigkeit erlangen; jene Elektronen hingegen, die durch Magnetoionisation an der Anode entstehen, werden bald von dieser absorbiert werden,

ohne an der Einleitung der Entladung mitzuwirken.

Nachdem ich versuchsweise diesen Gesichtspunkt eingenommen hatte, war ich in die Notwendigkeit versetzt, mich noch besser über das Vorhandensein dieser Ionenschichten zu vergewissern und mir so gut wie möglich von der Art und Weise ihrer Entstehung und von den Wirkungen, zu denen sie Anlaß geben können, Rechenschaft zu geben.

III. Polarisationsstrom oder Polarisationsentladung.

Die Erzeugung von Ionen, die in der Röhre verbleiben, solange zwischen den Elektroden eine Potentialdifferenz besteht, die kleiner ist als das Entladungspotential, habe ich auf Grund der Feststellung des Stromes von kurzer Dauer abgeleitet, der sich in dem Augenblicke zeigt, in dem die Verbindung zwischen der Röhre und den Sammlern hergestellt wird, sowie auf Grund der Merkmale, die dieser Strom aufweist.

Diese Merkmale sind folgende: Wenn man den Stromkreis für einen ganz kurzen Augenblick unterbricht und ihn dann von neuem schließt, so stellt sich dieser Strom nicht wieder her; man erhält ihn aber wieder, wenn die Dauer der Unterbrechung nicht sehr kurz war, und er wird dann um so stärker, je länger die Unterbrechung gedauert hat. Wenn man schließlich die Verbindungen zwischen Röhre und Elektrizitätsquelle umkehrt, so erhält man einen sehr viel stärkeren Strom als bei einfacher Unterbrechung des Stromkreises.

Um diese Erscheinungen zu erklären, muß man meiner Ansicht nach folgende Überlegung anstellen: Die ganz wenigen freien Elektronen, die zufällig in dem Gase enthalten sind, und jene, die spontan von der Kathode ausgesandt werden können, leiten, wenn der Stromkreis geschlossen wird, den bekannten Vorgang der Entladung dadurch ein, daß sie die Moleküle durch Stoß ionisieren. Die unter den auf diese Weise erzeugten positiven Ionen, die nicht durch Vereinigung mit Elektronen neutralisiert werden, bewegen sich zur Kathode hin, während die Elektronen und die (durch die Vereinigung von Elektronen mit neutralen Atomen geschaffenen) negativen Ionen sich zur Anode hin bewegen. Hierdurch wird das elektrische Feld, während es an den Elektroden zunimmt, im Gase kleiner und wird schließlich Null unter gleichzeitigem Verschwinden jeglicher weiterer Erscheinung, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden genügend klein ist. Der Stromdurchgang wird also sofort unterbrochen.

Die Verhältnisse an den Elektroden der Röhre sind dann in gewisser Hinsicht denen analog, wie sie an Elektroden herrschen, die in einen Elektrolyt eintauchen und durch einen Strom polarisiert sind. Man muß also erwarten, daß die Röhre einen Polarisationsstrom liefert, wenn man die Verbindungen zwischen der Sammlerbatterie und den Elektroden unterbricht und die Elektroden dann mit einem empfindlichen Galvanometer verbindet. Das beobachtet man denn auch tatsächlich.

Dieser Polarisationsstrom, oder vielleicht besser diese Polarisationsentladung, hat eine sehr kurze Dauer, und ihre Gesamtintensität, das heißt die Elektrizitätsmenge, die sie ausmacht, ist naturgemäß abhängig:

1. von der Zeit t_0, während welcher die Röhre mit der Batterie verbunden geblieben ist,
2. von der Zeit t, während welcher die Röhre isoliert geblieben ist, bevor sie mit dem Galvanometer verbunden wurde.

Wenn t einen konstanten Wert beibehielt, so ergab sich der Galvanometerausschlag als nahezu unabhängig von t_0. Beispielsweise betrugen in einem Falle die zugehörigen Ausschläge:

für $t_0 =$ 1 Sekunde, 15 Sekunden, 60 Sekunden
24 mm, 25 mm, 25,8 mm

auf der Galvanometerskala[1]).

Man sieht also, wie rasch die Bildung der Ionenschichten auf den Elektroden erfolgt, und man kann praktisch annehmen, daß für $t_0 = 30$ Sekunden die Polarisation der Elektroden vollständig ist.

Andererseits geht das Verschwinden der Polarisation, nachdem man die Elektroden isoliert hat, wieder langsam und allmählich vor sich; es erfolgt dagegen augenblicklich, wenn man eine metallische Verbindung zwischen den Elektroden herstellt.

Will man eine Vorstellung von der Geschwindigkeit erhalten, mit der bei isolierten Elektroden die Menge der angesammelten Ionen von selbst abnimmt, so braucht man nur wiederholt den Polarisationsstrom zu messen, nachdem die Röhre während einer mehr oder minder langen Zeit isoliert geblieben ist. Bei einer von den vielen Messungsreihen, die ich ausgeführt habe, habe ich die nachstehenden Ergebnisse erhalten. Ich benutzte dabei eine Röhre (die ich weiter unten noch beschreiben werde) mit einer Kathode, die aus einem zylindrischen Aluminiumblech bestand, das an der Innenwand

1) Ein mm entspricht einem konstanten Strom von $4{,}75 \times 10^{-10}$ Ampere.

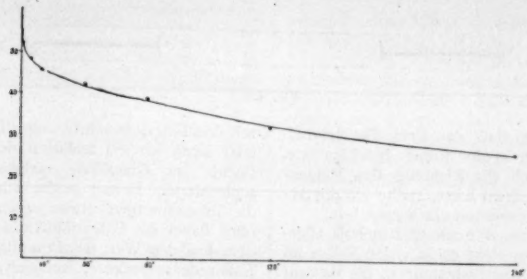


Fig. 3.

der Röhre anlag, sowie mit einer gleichfalls zylindrischen und konzentrischen Anode.

Der Zeit t legte ich nacheinander die in der ersten Spalte der nachstehenden Tabelle verzeichneten Zahlenwerte (in Sekunden) bei; die zweite Spalte enthält die zugehörigen Ausschläge d, die ich am Galvanometer erhielt. Die Zeit t_0 betrug beständig 30″.

t in Sekunden	d in mm
1	52
5	48
10	45.5
30	42
60	38
120	33
240	28

Der Druck der Luft in der Röhre betrug ein Hundertstelmillimeter. Die Batterie lieferte 2450 Volt.

Die Kurve in Fig. 3 wurde in der Weise gezeichnet, daß t zur Abszisse und d zur Ordinate genommen wurde. Sie zeigt auf den ersten Blick, wie der Ionenvorrat in der Röhre zunächst rasch, dann immer langsamer und langsamer abnimmt. Kurven mit ähnlichem Verlauf habe ich immer mit Röhren verschiedener Gestalt und unter verschiedenen Bedingungen erhalten.

Die allmähliche Vernichtung der Ionenschichten, welche die Elektroden umhüllen, erfolgt wahrscheinlich durch wechselseitige Neutralisierung zwischen ihnen, und vor allen Dingen zwischen ihnen und den Elektroden. Es war daher vorauszusehen, daß ein Magnetfeld diese Erscheinung beeinflussen würde, nach der angenommenen Theorie beispielsweise infolge der Gestaltsänderung der Elektronenbahnen.

Eigens zu diesem Zwecke angestellte geeignete Versuche bestätigen diese Voraussage. Bei diesen Versuchen benutzte ich eine Wippe mit gut isolierten Quecksilbernäpfen[1]), die es mir ermöglichte, die beiden Elektroden der Röhre bald mit den Polen der Sammlerbatterie, bald mit den Galvanometerklemmen zu verbinden. Im allgemeinen hielt ich die Röhre eine halbe Minute lang mit der Batterie verbunden und isolierte sie dann für 10 Sekunden, ehe ich sie mit dem Meßapparat verband, der durch seinen Ausschlag die Menge der noch vorhandenen Ionen anzeigte. Während dieses Zeitraumes von 10 Sekunden war bald das Feld nicht vorhanden, bald dagegen in Wirksamkeit. In diesem letzteren Falle erhielt ich stets einen kleineren Ausschlag. Ich führe als Beispiel einige Messungen an, die ich mit einer zylindrischen Röhre angestellt habe; diese Röhre hat als Elektroden zwei zur Röhrenachse senkrechte Scheiben, deren Durchmesser wenig kleiner ist als jener der Röhre. Der gegenseitige Abstand der Elektroden beträgt ungefähr 2 cm, und die Luft hat einen Druck von ungefähr einem Fünfzigstelmillimeter. Im geeigneten Augenblick konnte ich ein Feld von 3540 Gauß erregen.

Der Ausschlag betrug nun ohne Magnetfeld 23,9 Skalenteile; wenn ich das Feld wirken ließ, betrug dagegen der Ausschlag 6,9 Skalenteile.

Ähnliche Versuche habe ich nacheinander mit fünf Röhren von ganz verschiedener Gestalt und bei verschiedenen Drucken der Innenluft angestellt, und wenn das Ergebnis auch nicht immer so ausgeprägt war wie in dem eben mitgeteilten Falle, so war es doch im wesentlichen immer dasselbe, das heißt, ich

1) Bei allen Versuchen, bei denen viele Sammler und ein empfindliches Galvanometer oder Elektrometer zur Anwendung gelangen, ist die sorgfältigste Isolierung aller jener Leiter unerläßlich, die nicht mit der Erde in Verbindung stehen sollen. Insbesondere ist es notwendig, die äußere Oberfläche der Röhre rings um die Stellen, an denen die Zuleitungen zu den beiden Elektroden austreten, heiß mit Siegellack zu überziehen.

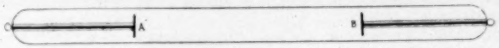


Fig. 4.

stellte immer fest, daß das Feld die Neutralisierung der Ionen in der Röhre beschleunigte. Auch nachdem ich die Richtung des Magnetfeldes um 90° gedreht hatte, stellte ich die Abnahme des Galvanometerausschlages fest.

Nimmt man an, daß dieses Ergebnis allgemein gültig ist, so steht es in vielen Fällen im Widerspruch mit den Erwartungen, die sich auf die durch das Feld hervorgerufenen Ablenkungen der in Bewegung begriffenen Elektronen gründen, denn in gewissen Fällen mußten diese Ablenkungen sich der Neutralisierung der Ladungen widersetzen. Dagegen ist die Beschleunigung des Verschwindens der Ionen durch das Magnetfeld leicht zu erklären, wenn man die neue Hypothese annimmt, die ich aufgestellt habe, wenn man also eine Ionisierung von seiten des in der Nachbarschaft der Kathode besonders wirksamen Feldes annimmt.

IV. Umstände, welche auf das Entladungspotential Einfluß haben.

Ich wollte Versuche an Vakuumröhren bei recht hoher Verdünnung anstellen und benutzte dazu zunächst eine Röhre von der gewöhnlichen Form, also eine Röhre mit parallelen Elektroden von kreisförmiger Gestalt, die mehr oder minder weit voneinander entfernt standen. Die Röhre war zwischen den Polen des Ruhmkorffschen Elektromagnets angeordnet, und zwar bald so, daß die Scheiben zur Feldrichtung senkrecht standen, bald wieder so, daß sie zu dieser Richtung parallel standen.

Ich stellte alsbald fest, daß auch bei sehr hohen Verdünnungen das Magnetfeld in gewissen Fällen das Entladungspotential erniedrigt und es in anderen erhöht; aber auch nach Überwindung der an anderer Stelle angedeuteten Schwierigkeiten erhielt ich große Unregelmäßigkeiten in den Zahlenwerten. Es trat dann nicht selten, und zwar in ausgeprägterer Weise als bei den geringeren Verdünnungen, die bekannte Erscheinung ein, daß die Entladung, nachdem sie einmal unter bestimmten Verhältnissen eingeleitet worden war, auch dann fortdauerte, wenn diese Verhältnisse hinterher in der Weise verändert wurden, daß zur Einleitung der Entladung eine weit höhere Potentialdifferenz erforderlich gewesen wäre als die tatsächlich angelegte. Ich bemerkte weiter, daß diese Erscheinung sich häufig änderte, wenn ich die Außenseite der Röhre einen Augenblick lang mit dem Finger berührte, oder ihr Leiter näherte, oder wenn ich die Isolation der äußeren Oberfläche der Glasröhre verbesserte oder verschlechterte. Ferner stellte ich fest, daß sich die Erscheinungen etwas veränderten, als ich, ohne dabei die Potentialdifferenz zu verändern, den absoluten Wert des Potentiales der einzelnen Elektrode veränderte, beispielsweise indem ich bald den einen, bald den anderen Pol der Sammlerbatterie zur Erde ableitete.

Alle diese Erscheinungen weisen auf die Bildung elektrischer Ladungen auf der Röhrenwandung hin, und diese Ladungen erfahren naturgemäß durch die Gegenwart der Leiter in der Umgebung Veränderungen. In der Tat verschwanden diese Unregelmäßigkeiten und Unsicherheiten, als ich die äußere Oberfläche der Röhre dadurch leitend machte, daß ich sie mit einem Blatt Stanniol beklebte und dieses dann mit dem Erdboden verband, doch blieb der Einfluß der absoluten Werte des Potentiales bestehen. Um diese Erscheinung zu untersuchen, gab ich der Entladungsröhre die in Fig. 4 angegebene Gestalt.

Die Röhre ist zylindrisch und trägt als Elektroden, A, B, zwei zur Röhrenachse senkrechte Aluminiumscheiben in einem Abstand von ungefähr 15 cm voneinander. Der äußere Durchmesser der Röhre ist ein wenig kleiner als die in den Eisenkernen der beiden Spulen vorgesehene Bohrung, und so kann die Röhre leicht in diese eingeführt werden. Da der Elektromagnet in zwei zur Achse der Spulen parallelen Führungen beweglich ist, so kann man es einrichten, daß die eine Elektrode sich mitten im Magnetfelde befindet, während die andere dann auf halbe Länge im Innern einer der Spulen steckt. Bei dieser Anordnung ist die zweite Elektrode der Feldwirkung praktisch entzogen, wenigstens solange der Magnetisierungsstrom nicht sehr stark ist.

Um mich hierüber ganz genau zu vergewissern, habe ich es für notwendig erachtet, die magnetische Feldstärke für verschiedene Stärken des Magnetisierungsstromes sowohl an der Stelle mitten zwischen den Polflächen der Spulen (deren gegenseitiger Abstand ungefähr 5 cm beträgt) als auch halben Weges im Innern jeder der beiden Spulen mittels einer kleinen mit einem ballistischen Galvanometer verbundenen Spule zu messen. Ich lasse hier das Ergebnis dieser Messungen folgen:

Magnetisierungsstromstärke, in Ampere	Magnetfeldstärke, in Gauß, im Innern der linken Spule	mitten zwischen den Polen	im Innern der rechten Spule
1	0	563	0
2	0	1126	—
4	—	1931	0
8	—	3018	—
12	—	4064	7
14	40	4450	0
16	113	4829	88
20	394	5473	388
23,5	650	5955	650

Die Ungleichheit und der unregelmäßige Gang der Zahlen in der zweiten und vierten Spalte dieser Tabelle beruhen wahrscheinlich auf Ungleichartigkeit in der Beschaffenheit des Eisens in den beiden Kernen.

Bei den folgenden Versuchen befand sich die Elektrode A der Röhre in der Mitte des Feldes zwischen den Polen, während sich die Elektrode B innerhalb der Spule zur Rechten befand. Weiter war aus den oben genannten Gründen die Röhre außen mit einer geerdeten Metallfolie bekleidet.

Mit der geschilderten Versuchsanordnung läßt sich leicht zeigen, welchen Einfluß der absolute Wert des Potentiales der beiden Elektroden ausübt, und ferner, welchen Einfluß das Vorzeichen ihrer Ladung hat. Ich teile hier eine Messungsreihe mit, bei welcher der Druck der Luft in der Röhre durchweg 0,02 mm betrug.

Die an die Elektroden angelegte Potentialdifferenz von ungefähr 3000 Volt war viel kleiner als das Entladungspotential.

Durch Vertauschen der Verbindungsleitungen und Erden eines der Pole der Batterie konnte ich folgende vier Fälle erhalten:

1. Potent. von $A = +V$, Potent. von $B = 0$;
2. „ „ „ $= 0$, „ „ „ $= +V$;
3. „ „ „ $= -V$, „ „ „ $= 0$;
4. „ „ „ $= 0$, „ „ „ $= -V$.

Während nun zur Herstellung des Stromes in der Röhre (der sich durch den plötzlichen und dauernden Ausschlag des in den Stromkreis eingeschalteten Galvanometers zu erkennen gab) in den Fällen **2**, **3** und **4** ein Magnetfeld von mehr als 5000 Gauß erforderlich war, genügte im Falle **1** hierfür ein Feld von 1250 Gauß[1]).

Lassen wir die Fälle **2** und **4** außer acht, in denen, weil sich sowohl die Elektrode A als auch die äußere Belegung der Röhre auf dem Potential null befinden, das elektrische Feld rings um die Elektrode A nur eine sehr geringe Stärke haben kann, so bleibt der Unterschied zwischen den Fällen **1** und **3** bemerkenswert. Diesen Unterschied kann man hauptsächlich den beiden folgenden Umständen zuschreiben: 1. dem Umstande, daß im Falle **1** die Wand rings um A als Kathode wirkt, daß man also gewissermaßen eine Kathode hat, welche die Elektrode A umhüllt und umgibt, während im Falle **3** das Gegenteil eintritt; 2. einer Verschiedenheit im Verhalten von Kathoden aus verschiedenen Stoffen.

Gegen einen solchen Einfluß der Natur des Körpers, an dem die elektrischen Kraftlinien enden, spricht der folgende Versuch: Eine Röhre, die der in Fig. 4 dargestellten ähnlich ist, die jedoch an Stelle der äußeren metallischen Belegung eine innere Belegung hat, bestehend aus einem zylindrisch gebogenen Aluminiumblättchen, das an die Röhrenwandung angelegt und geerdet ist, eine solche Röhre liefert im wesentlichen dieselben Ergebnisse, wie eben geschildert.

Indessen schien mir irgendwelcher Einfluß der Natur der Kathode, oder allgemein der Körper, die durch die Aufnahme der Kraftlinien sich im Innern einer Entladungsröhre wie eine Kathode verhalten können, nicht von vornherein ausgeschlossen. Ich hielt es daher für zweckmäßig, besondere Versuche mit der Röhre anzustellen, die in Fig. 5 im Querschnitt dargestellt ist. In dieser Röhre, (deren Durchmesser

Fig. 5.

ungefähr 4 cm beträgt), besteht die Kathode aus einem an die Innenwandung gelegten zylindrischen Aluminiumblech C, während die Anode aus einer rechteckigen Platte A (von 3 cm $\times$ 1,7 cm) besteht. Diese Platte ist exzentrisch angeordnet, um für eine zu ihr parallele Platte L von 5 cm Länge und 1,2 cm Breite Raum zu lassen; letztere setzt sich aus zwei übereinanderliegenden Blechen zusammen, von denen das eine aus Aluminium, das andere aus einem anderen Stoffe, beispielsweise aus Blei, besteht. Diese Doppelscheibe L ist um eine zur Röhrenachse parallele Achse drehbar und kann so eingestellt werden, daß sie der Anode A bald die Aluminiumseite zukehrt, und bald die Bleiseite; zu diesem Zwecke ist sie an einem Schliffe befestigt.

Bei dem angestellten Versuche hatte die

1) Dieser Versuch ist ebenso wie einige von denen, die ich weiter unten beschreiben werde, bereits an anderer Stelle kurz beschrieben worden (s. C. R. vom 30. Januar 1911).

Luft in der Röhre einen Druck von 0,012 mm, die Batterie lieferte an den Elektroden eine Potentialdifferenz von 1730 Volt, und im geeigneten Augenblicke wurde ein Feld von ungefähr 2500 Gauß erregt, dessen Richtung der Pfeil in Fig. 5 angibt. Dabei habe ich folgende Beobachtungen gemacht:

Während ohne Feld der Strom in der Röhre sich nicht herstellte, entstand dieser Strom auch dann nicht mit dem Feld, wenn der Anode die Aluminiumseite der Doppelplatte L zugekehrt war. Wenn aber der Anode die Bleiseite zugekehrt war, so entstand der Strom. Ließ ich dann das Feld bestehen und drehte die Doppelplatte andauernd, so hörte der Strom jedesmal auf, wenn der Anode die Aluminiumseite zugekehrt war, um sich wieder einzustellen, wenn statt dessen das Blei elektrische Kraftlinien von der Anode empfing.

Mit Platin an Stelle des Bleies habe ich ein ähnliches Ergebnis erhalten, das jedoch viel weniger scharf ausgeprägt war; dagegen habe ich mit Glas, Silber, Kupfer, Messing, Zink und Wismut sichere Ergebnisse nicht gewonnen.

Während also der Unterschied zwischen den oben genannten Fällen **1** und **3** hauptsächlich von der Gestalt der beiden Elektroden herrührt, besteht daneben sicherlich, wenigstens beim Blei, eine gewisse Fähigkeit, die Entladung zu begünstigen, wenn an ihm Linien elektrischer Kraft enden. Diese Tatsache ließe sich auf Spuren von Radioaktivität zurückführen oder auf eine stärkere Neigung, unter der Einwirkung der elektrischen Kraft Elektronen auszusenden. Jedenfalls handelt es sich um einen Vorgang, der wahrscheinlich mit den in der vorliegenden Arbeit untersuchten nichts zu tun hat.

Man könnte auch daran denken, daß die verschiedene Art des Verhaltens von Kathoden verschiedener Natur im Zusammenhang stände mit einer verschiedenen Fähigkeit, die okkludierten Gase austreten zu lassen. Dieser Gedanke, der vielleicht einige Beachtung verdienen dürfte, wird durch folgenden Sachverhalt nahegelegt, den ich vielfach festgestellt habe: Wenn man den Wert des Entladungspotentiales für eine gegebene Röhre bestimmt und dann mittels bekannter Methoden (weitere Verdünnung im Verein mit dem Durchgange eines Stromes durch die Röhre) den Elektroden die anhaftenden oder okkludierten Gase zu entziehen sucht, und darauf, nachdem man den Druck wieder auf seinen früheren Wert gebracht hat, die Messung wiederholt, so findet man immer eine merkliche Zunahme des Entladungspotentiales.

Aus den geschilderten Versuchen gewinnt man den Eindruck, daß, wenn das Magnetfeld wirklich das Gas zu ionisieren vermag, dies hauptsächlich in der Nähe der Kathode der Fall ist, was mit meinen Ausführungen im Abschnitt II im Einklange steht. Hiermit ist nicht ausgeschlossen, daß die Magnetoionisation auch anderswo erfolgt, und gerade um diesen Punkt aufzuklären, habe ich die Versuche angestellt, die ich weiterhin beschreiben will.

V. Messungen des Entladungspotentiales im Magnetfelde in Fällen starker Verdünnung.

Angesichts der Unzuträglichkeiten, die das Glas der Röhrenwandungen mit sich bringt, habe ich bei der Ausführung einer systematischen Messungsreihe Röhren verwenden müssen, in denen die eine Elektrode aus einem an die Wand angelegten Metallblech besteht. Fig. 6 zeigt eine solche Röhre, mit der ich zahlreiche

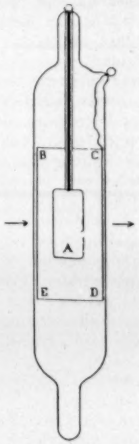


Fig. 6.

und untereinander übereinstimmende Versuche habe ausführen können. Während die eine Elektrode aus dem zylindrischen Blech $BCDE$ besteht (Zylinderhöhe 10 cm, Durchmesser 3,5 cm), ist die andere Elektrode eine ebene Scheibe A (von 3 cm bei 1,7 cm). Die Röhre ist um ihre eigene Achse drehbar und kann daher so angeordnet werden, daß die Elektrode A entweder parallel oder senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes steht, die der Pfeil in der Figur bezeichnet.

Wegen der verschiedenen Gestalt der beiden Elektroden wird man vier verschiedene Fälle zu

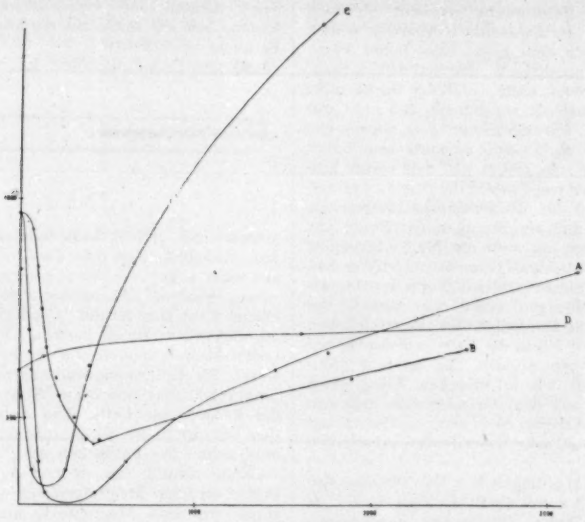


Fig. 7.

untersuchen haben. Die Platte A kann nämlich in jeder ihrer beiden Hauptlagen Anode oder Kathode sein.

Die Wirkung, die das Magnetfeld hervorbringt, ist in diesen vier Fällen verschieden. Wir erhalten also vier verschiedene Kurven, die den Vorgang darstellen. Diese Kurven sind in der üblichen Weise dargestellt, das heißt die Feldstärke ist als Abszisse und das zugehörige Entladungspotential als Ordinate genommen worden. Bei einer Reihe von Messungen mit Luft unter einem Druck von 0,056 mm habe ich folgende Werte erhalten:

Platte A positiv				Platte A negativ			
senkrecht zur Feldrichtung		parallel zur Feldrichtung		senkrecht zur Feldrichtung		parallel zur Feldrichtung	
P	C	P	C	P	C	P	C
330	153	440	422	380	76	580	—
	430	450	383		254	630	0
400	127		450	500	38	640	137
	603	550	229		317	690	1593
610	76		1370	550	13	695	2474
	1447	590	216		383	700	5473
650	61		1880	620	396		
	1750	660	152	850	643		
700	61		2535	1050	947		
	—	750	127	1410	1690		
840	13	845	102	1720	3307		
	3175	930	77	1830	5196		
A		B		C		D	

Die Anordnung der Zahlen in dieser Tabelle weicht von jener in den im ersten Abschnitte mitgeteilten Tabellen ab. Das kommt daher, daß ich die Messungsmethode ein wenig abgeändert habe. Ich habe nämlich nicht, wie früher, dem Magnetfelde einen bestimmten Wert gegeben, und dann die Anzahl der Sammler jedesmal um eine Einheit erhöht, bis ich die Entladung erhielt; vielmehr bin ich zu der Überzeugung gekommen, daß es vorteilhaft ist, umgekehrt zu verfahren, also dem Potential, das die Batterie liefert, einen bestimmten Wert zu geben und dann (mittels in den Magnetisierungsstromkreis eingeschalteter Rheostaten mit Gleitkontakt) die Magnetfeldstärke langsam so lange zu verändern, bis die Entladung eintritt[1]). Beispielsweise habe ich bei der ersten in der vorstehenden Tabelle verzeichneten Messung der Potentialdifferenz den Wert 330 Volt gegeben, und dann das Feld allmählich von Null an wachsen lassen, bis, bei 153 Gauß angelangt, der Strom plötzlich eintrat.

Da jedoch in vielen Fällen einem und demselben Wert des Entladungspotentiales verschiedene Werte der Magnetfeldstärke entsprechen können (zwei, zuweilen drei), so mußte ich nach

1) Ich habe immer die momentanen Entladungen vernachlässigt, die zuweilen der Bildung der permanenten Entladung vorausgehen.

dieser ersten Bestimmung zusehen, ob noch andere Werte der Feldstärke vorhanden waren. Ich gab deshalb dem Felde einen hohen Wert, beispielsweise 2000 Gauß, und ließ diesen, nachdem ich gesehen hatte, daß der Strom nicht überging, allmählich abnehmen. Bei 430 Gauß angekommen, trat der Strom von neuem ein. Da nun von 2000 Gauß aufwärts kein Strom vorhanden war, so schloß ich, daß einem Entladungspotential von 330 Volt die Werte 153 Gauß und 430 Gauß für die Feldstärke entsprechen, sowie ferner, daß ein Strom in der Röhre nur dann vorhanden ist, wenn das Magnetfeld einen zwischen diesen beiden Grenzen liegenden Wert hat.

Wenn bei einem gewissen Werte des Magnetfeldes oberhalb 430 Gauß von neuem der Stromdurchgang durch die Röhre eingesetzt haben würde, so hätte ich in der Tabelle diesen dritten Wert verzeichnen müssen. Es ist sehr wahrscheinlich, daß ich in manchen Fällen einen dritten Wert aus dem Grunde nicht gefunden habe, weil, um diesen zu finden, die Herstellung eines Feldes von sehr hoher Stärke erforderlich gewesen wäre.

Den vier Messungsreihen der vorstehenden Tabelle, die ich durch die Buchstaben A, B, C, D unterschieden habe, entsprechen in derselben Ordnung die mit denselben Buchstaben bezeichneten Kurven in der Fig. 7.

Der Verlauf der ersten drei Kurven ähnelt sehr dem Verlauf einiger Kurven im Falle mittlerer Verdünnung, während der Verlauf der Kurve D (ebene Kathode senkrecht zur Feldrichtung) insofern ganz abweichend ist, als bei Potentialen unterhalb des gewöhnlichen Entladungspotentiales, d. h. des Entladungspotentiales ohne Feld, das Magnetfeld eine merkliche Wirkung nicht hervorbrachte, und ich zu höheren Potentialen übergehen mußte, um eine Wirkung festzustellen, und zwar fand ich dann, daß das Feld das zur Hervorbringung des Stromes erforderliche Potential steigert.

VI. Versuche mit Röhren mit Elektroden von verschiedener Gestalt.

Sowohl nach der gewöhnlichen Erklärungsweise, als auch nach der neuen, die zur Vervollständigung der ersteren dient, muß die Gestalt der Elektroden einen beträchtlichen Einfluß auf den Verlauf der Erscheinungen ausüben. In verschiedenen Röhren ist nämlich notwendig die Verteilung der Kraftlinien und ihre Gestalt, sowie auch die elektrische Feldstärke an den einzelnen Stellen der Kathodenoberfläche verschieden. Es war daher nicht ohne Interesse, ähnliche Messungen, wie ich sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben habe, auch mit Röhren anzustellen, die Elektroden von verschiedener Gestalt und verschiedener Anordnung hatten. Ich will mich auf die Mitteilung dreier Beispiele beschränken.

a) Die Entladungsröhre ist in Fig. 8 dar-

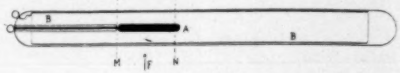


Fig. 8.

gestellt und enthält Luft unter einem Drucke von 0,03 mm. Die eine Elektrode, B, besteht aus einer gegen die Wand gelegten Aluminiumröhre, während die andere Elektrode, A, aus einem 5 cm langen und $^1/_2$ cm dicken Zylinder aus demselben Metall besteht. Bei den beiden ersten Messungsreihen war die Röhre so in die Kerne des Elektromagnets eingeführt, daß das Magnetfeld, das auf diese Weise die Richtung der Röhrenachse hatte, fast ausschließlich auf den Teil der Röhre wirkte, der der Elektrode A entspricht. Die Polflächen des Elektromagnets reichten nämlich bis M und N. — Bei den beiden anderen Messungsreihen war die Röhre transversal zum Magnetfelde angeordnet; das Feld hatte also die Richtung des Pfeiles F.

Die nachstehende Tabelle zeigt die gewonnenen Zahlenwerte, auf Grund derer ich die Kurven in Fig. 9 gezeichnet habe[1]).

Feldrichtung parallel zum Zylinder *A*.				Feldrichtung senkrecht zum Zylinder *A*.			
A positiv		*A* negativ		*A* positiv		*A* negativ	
P	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*	*P*	*C*
200	482	390	362	660	744	1030	0
450	181		483		2240	1400	45
865	180	470	360	840	483	1750	80
1300	151		543		4490	2600	180
1760	151	950	302	2160	392	3300	271
2650	150		1527	2880	392		
3400	153	1310	360				
4300	151		2493				
		1770	362				
			3831				
		1850	362				
			4143				
A		*B*		*C*		*D*	

Um die Kurven der Fig. 9 voneinander zu unterscheiden, habe ich ihnen dieselben Buchstaben beigesetzt, durch die in der vorstehenden Tabelle die einzelnen Messungen bezeichnet werden.

Ich werde weiter unten Gelegenheit haben, die mit derselben Röhre bei höherem Druck

1) Um an Raum zu sparen, sind in der Figur die Teile der Kurve, die den größten Werten der Feldstärke und der Potentialdifferenz entsprechen, nicht mit gezeichnet.

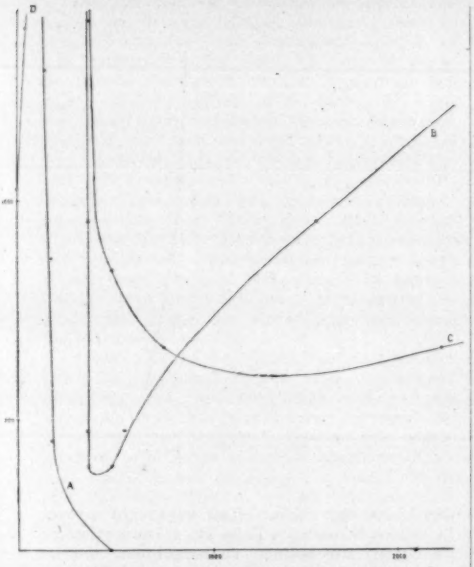


Fig. 9.

im Innern gewonnene Kurve B zu zeigen, und dann wird man sehen, daß diese Kurve nach dem großen Anstieg auf der rechten Seite einen Höchstwert erreicht, um dann wieder abzusteigen. Um bei der weitergetriebenen Verdünnung so weit zu gelangen, hätte ich weit stärkere Magnetfelder erregen müssen, als mir zu Gebote standen.

b) Ein zweites Beispiel liefert die in Fig. 10 im Schnitt dargestellte Entladungsröhre. Im Innern der Röhre sind gegen die Wandung vier gleiche Aluminiumbleche gelegt, die — wenn wir von den kleinen Zwischenräumen absehen, die sie in Richtung des Rohrumfangs voneinander trennen — in ihrer Gesamtheit einen Zylinder bilden. Zwei von ihnen, die untereinander in Verbindung stehen — A, A —, bilden die eine Elektrode, die andern beiden — B, B — die andere. Wir haben also zwei Elektroden von identischer Gestalt, ohne daß indessen die Glaswandung unbedeckt bliebe (wenn wir wieder von den schmalen Streifen zwischen je zwei Blechen absehen). Das Magnetfeld wirkt in der Richtung des Pfeiles F, also in der Richtung der Geraden, welche die Mittelpunkte der beiden Bleche miteinander verbindet, die die eine Elektrode AA bilden. Diese Elektrode war in der ersten der folgenden Messungsreihen Anode und in der zweiten Kathode. Der Druck in der Röhre betrug 0,04 mm.

Fig. 10.

Elektrode AA positiv.		Elektrode AA negativ.	
P	C	P	C
1570	0	350	229
1620	25		330
1830	102	415	160
1980	153		632
2190	343	530	127
2370	512		1992
2450	595	590	120
2830	6240		5674
		740	114
		930	102
		1040	102

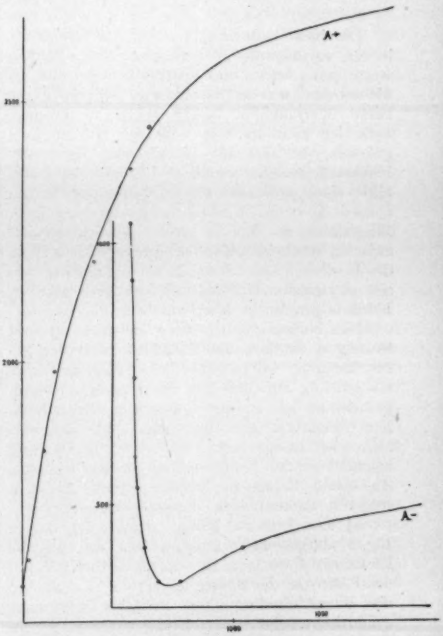


Fig. 11.

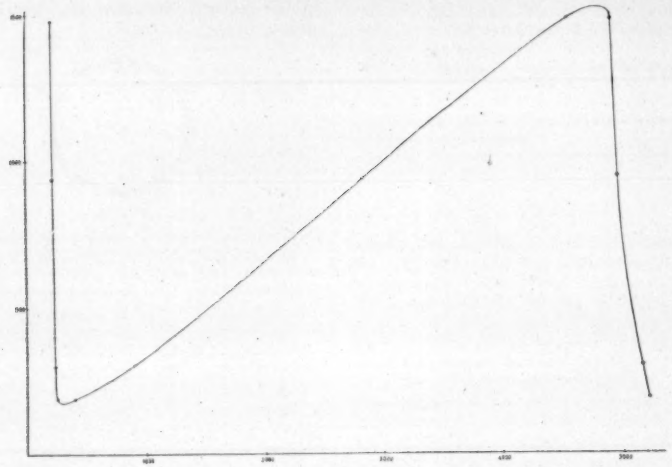


Fig. 12.

Die Kurven der Fig. 11 sind auf Grund der in der vorstehenden Tabelle enthaltenen Zahlenwerte gezeichnet, und die Zeichen + und — dienen zu ihrer Unterscheidung. Um der Figur keine übermäßigen Maße geben zu müssen, habe ich nicht nur die Teile der Kurven fortgelassen, die sich auf die höchsten Werte der Feldstärke beziehen, sondern ich habe auch mit Hilfe einer passenden Verschiebung der Bezugsachsen die beiden Kurven ineinander gezeichnet. Bemerkenswert ist die große Verschiedenheit zwischen den beiden Kurven, eine Verschiedenheit, die in diesem besonderen Falle dieselbe ist, wie sie, wenigstens teilweise, mit der gewöhnlichen Erklärungsweise in Einklang steht.

Die beiden vorstehenden Beispiele **a)** und **b)** zeigen deutlich die Verschiedenheit der Erscheinungen, weisen aber auch manchen konstanten Zug auf, der den verschiedenen Röhren gemeinsam ist. Es dürfte wegen der besonderen Elektrodenformen nicht leicht sein, die vorstehenden Daten zum Zwecke der Bestätigung irgendeiner der Erklärungsweisen zu benutzen. Zu einem derartigen Zwecke würde das nun folgende dritte Beispiel besser geeignet sein.

c) Die benutzte Röhre weicht von der in Fig. 8 dargestellten nur insofern ab, als die Elektrode *A* so lang ist wie die Röhre. Wenn die Röhre in die Spulen eingeführt ist, so sind die Versuchsbedingungen merklich die eines zylindrischen elektrischen Feldes und eines gleichförmigen Magnetfeldes, dessen Kraftlinien auf den Linien elektrischer Kraft senkrecht stehen. In diesem besonderen Falle ist es nun möglich, die Gestalt der Bahnen zu berechnen, welche die von der Kathode ausgesandten Elektronen durchlaufen.

Ich will mich auf den Fall beschränken, daß der zentrale Zylinder Kathode ist. Ich will aber die Ergebnisse anführen, die ich bei zwei verschiedenen Verdünnungsgraden der in der Röhre enthaltenen Luft gewonnen habe.

Druck = 0,012 mm		Druck = 0,1 mm	
P	*C*	*P*	*C*
750	5141	190	259
			405
2100	5231		5200
2860	563	300	236
	1126		900
	5392		5151
2950	563	940	225
	1528		2800
	5310		4919
3800	475	1480	220
	2800		4505
	5419		4849

Die Fig. 12 zeigt die Kurve, die auf Grund der Zahlenwerte für den Druck von 0,1 mm gezeichnet worden ist. Für den Druck von 0,012 mm würde man eine ähnliche Kurve wie die in Fig. 12 dargestellte erhalten, die jedoch auf die niedrigeren Potentiale beschränkt sein würde. Die Kurve würde sonach aus zwei voneinander getrennten Zügen zusammengesetzt sein.

Die Kurve in Fig. 12 scheint der allgemeinere Typus der Kurven für die Beziehung zwischen Magnetfeldstärke und Entladungspotential zu sein, wenigstens für solche Röhren, in denen die Anode zylindrisch ist und die Kathode umgibt[1]). Wir bemerken an der Kurve zwei Züge, die wenig von vertikalen Geraden abweichen. Der Zug, der sich auf Feldstärken von 200 bis 300 Gauß bezieht, hat jedoch häufig eine Gestalt (wie beispielsweise in Fig. 14), aus der hervorgeht, daß einer und derselben Feldstärke zwei verschiedene Werte des Entladungspotentiales entsprechen. Das beruht aber vermutlich auf irgendeinem unaufgeklärten systematischen Fehler von geringer Bedeutung. In seltenen Fällen zeigt sich dies auch beim zweiten absteigenden Zuge der Kurve, der sehr hohen Feldstärken entspricht.

Diese nahezu vertikalen Kurvenzüge stellen plötzliche Verminderungen des Entladungspotentials dar, die vermutlich auf zwei getrennten Ursachen beruhen, welche durch die Hypothese der Magnetoionisation leicht erklärt werden. Der erste plötzliche Abfall der Kurve muß nämlich der Wirkung des Feldes auf die Kathode zugeschrieben werden, der zweite dagegen der Feldwirkung auf das von dieser Elektrode weit entfernte Gas.

VII. Versuche, zu denen die Magnetoionisationshypothese führt.

Es ist leicht zu ersehen, in welcher Weise man die vorerwähnte Erklärung der Prüfung durch das Experiment unterziehen kann. Man braucht nur für eine Röhre von der in Fig. 8 gezeichneten Art die Kurve zu konstruieren, und zwar einmal für den Fall, daß die als Kathode dienende Elektrode A sich zwischen den Polen des Elektromagnets befindet, dann, nach passender Verschiebung des Elektromagnets, für den Fall, daß sich die Kathode im Innern einer der Spulen befindet, wo sie der Einwirkung des Magnetfeldes merklich entzogen ist.

Die erste dieser beiden Kurven haben wir bereits erhalten; es ist die Kurve B der Fig. 9. Sie ist aber nicht vollständig, denn es fehlt der zweite plötzliche Abfall, und zwar aus dem Grunde, weil ich bei den Messungen nicht zu genügend großen Werten der magnetischen Feldstärke gelangt bin. Ich habe deshalb auch diese Kurve neu aufnehmen müssen.

Ehe ich jedoch die Ergebnisse der neuen Messungen mitteile, empfiehlt es sich, einen Zweifel zu beseitigen, der ganz von selbst entsteht. Es ist nämlich vor allen Dingen gut, festzustellen, daß das Feld seine Wirkung auf die Kathode auch dann nicht ausübt, wenn sich diese im Innern einer der Spulen befindet.

Zu diesem Zwecke habe ich die in der Fig. 13 dargestellte Röhre konstruiert, die von der in

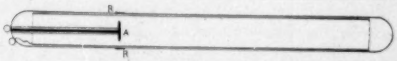


Fig. 13.

Fig. 8 abgebildeten insofern abweicht, als ihre Kathode A die Gestalt einer zur Röhrenachse senkrechten Scheibe hat. Weiter habe ich auf ihrer Außenseite an der Stelle, die der Kathode entspricht, eine kleine Spule R dadurch gebildet, daß ich auf das Glas zehn Windungen eines gut isolierten feinen Kupferdrahtes aufgewickelt habe; die beiden Enden dieses Drahtes habe ich eng zusammengewickelt und dann an ein empfindliches ballistisches Galvanometer angeschlossen. Liest man nun den Ausschlag ab, der entsteht, wenn man einen Strom von bekannter Stärke in den Spulen unterbricht oder schließt, so kann man leicht die Feldstärke an der Stelle berechnen, welche die Kathode einnimmt.

Ich teile nun die Ergebnisse eines Versuches von vielen untereinander übereinstimmenden mit, die ich ausgeführt habe; bei diesen Versuchen hatte die Luft im Innern der Röhre einen Druck von 0,028 mm.

Wenn die Röhre in die Eisenkerne der Spulen eingeführt ist, und so aufgestellt ward, daß die Kathode A sich auf halbem Wege zwischen den Polen befand, so fand ich, daß bei einer an die Elektroden angelegten Potentialdifferenz von 2210 Volt ein Feld von mindestens 3713 Gauß erforderlich war, damit der Stromdurchgang einsetzte. Verschob ich dann den Elektromagnet, bis die Kathode in eine der Spulen bis auf deren halbe Länge hineinragte, so mußte ich, um noch die Entladung zu erhalten, das Feld auf 4829 Gauß bringen. Um zu entscheiden, ob es sich in diesem Falle um eine Wirkung auf die zwischen den Polen befindliche Luft handelte oder um eine Wirkung auf die Kathode, mußte ich unbedingt wissen, welcher Feldstärke die Kathode ausgesetzt war. Mit Hilfe der kleinen Spule fand ich, daß das Feld zwischen den beiden Polen zwar die Stärke von 4829 Gauß hatte, daß dagegen die Feldstärke um die Kathode herum nur 276 Gauß betrug, also ungefähr den fünfzehnten Teil des

1) Wenn man über Feldstärken verfügte, die weit höher wären als 5000 Gauß und somit die Kurve noch weiter verlängern könnte, so würde sie wahrscheinlich zunächst eine neue Minimum-Ordinate erreichen und dann wieder anzusteigen beginnen. Die Kurve würde dann ungefähr die Gestalt eines auf den Kopf gestellten M haben.

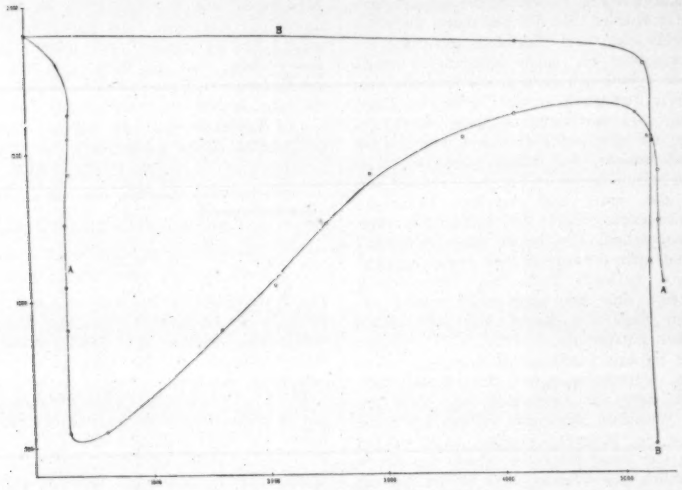


Fig. 14.

zur Hervorbringung der Entladung erforderlichen Wertes (3713 Gauß). Die Entladung konnte also nicht der Wirkung des Magnetfeldes auf die im Innern der Spule angeordnete Kathode zugeschrieben werden.

Bei anderen Verdünnungsgraden oder bei anderen Werten der an die Röhre angelegten Spannung erhielt ich stets ein ähnliches Ergebnis, und zwar je nach Lage des Falles mehr oder minder ausgeprägt. Das vorstehende Beispiel entspricht unter den verschiedenen Versuchen dem, bei welchem sich die Tatsache am ausgeprägtesten gezeigt hat.

Nachdem ich diese Tatsache festgestellt hatte, die schon für sich allein die Magnetoionisation der Luft in größerem Abstande von der Kathode überaus wahrscheinlich macht, habe ich die Messungen ausgeführt, die nötig waren, um die beiden Kurven zu entwerfen, von denen oben die Rede gewesen ist. Ich habe die in Fig. 8 gezeichnete Röhre mit Luft unter einem Drucke von 0,088 mm benutzt. Ich lasse nun die gewonnenen Ergebnisse in nebenstehender Tabelle folgen.

Kathode zwischen den Polen		Kathode im Innern der Spule	
P	*C*	*P*	*C*
550	288	500	5241
	563	1120	5191
900	290	1530	5190
	1593	1800	5132
1050	288	1876	4063
	2028	1900	0
	5300		
1260	287		
	2474		
	5270		
1430	338		
	2836		
	5260		
1550	340		
	3583		
	5173		
1630	338		
	4063		
	5087		
1900	0		
	A		*B*

Die Kurven *A* und *B* in Fig. 14 sind auf Grund der in der vorstehenden Tabelle enthaltenen Zahlenwerte gezeichnet. Sie zeigen den Verlauf der Erscheinungen, und vergleicht man sie miteinander, so erhellt ohne weiteres, daß man, wenn man die Kathode dem Einflusse des Feldes entzieht, damit auch den steil abfallenden Teil unterdrückt, der den Werten der Feldstärke um 300 Gauß herum entspricht, während der zweite, absteigende Teil, der den Werten der Feldstärke um 5000 Gauß herum entspricht, bestehen bleibt. Daraus ergibt sich, wie mir scheint, eine schöne Bestätigung der Voraussagen, die sich auf die Magnetoionisationshypothese gründen.

Es wird nicht überflüssig sein, einen weiteren

Versuch zu beschreiben, der im Grunde nur eine Variante des vorigen ist.

Ich habe eine ähnliche Röhre wie die in Fig. 4 abgebildete benutzt, aber ohne äußere Stanniolbekleidung (durch die, wie ich mich habe überzeugen können, das Ergebnis nicht wesentlich verändert werden würde). In dieser Röhre sind die Elektroden so weit voneinander entfernt, daß, wenn sich die eine im Innern einer Spule bis auf deren halbe Länge befindet, die andere die symmetrische Stellung im Innern der anderen Spule einnimmt. Während der Messungen wurde die Mitte der Batterie zur Erde abgeleitet, so daß die Potentiale der beiden Elektroden gleiche Werte von entgegengesetztem Vorzeichen hatten. Damit bezweckte ich, das elektrische Feld in dem von den beiden Elektroden am weitesten entfernten Teile der Röhre, der in dem Zwischenraume zwischen den Magnetpolen blieb, vollkommen longitudinal zu machen. Bei einem Drucke von 0,04 mm in der Röhre erhielt ich folgende Ergebnisse:

P	C
450	5090
760	4910
920	4678
1082	4510
1210	4140
1220	0

Ich will die Kurve, die sich aus diesen Werten ergibt, nicht wiedergeben, denn sie ist der Kurve B in der Fig. 14 sehr ähnlich, nur daß der absteigende Teil bei ihr weniger steil ist. Das scheint mir, ebenso wie die Kurve B, eine Wirkung des Feldes auf die zwischen den Polen befindliche Luft darzutun.

Wie das bei allen Hypothesen häufig der Fall ist, zu denen gewisse bekannte Tatsachen die Anregung gegeben haben, so hat auch die Hypothese von einem auf eine Begünstigung der Ionisation der Gase hinwirkenden Einflusse des Magnetfeldes zur Auffindung einiger neuer Tatsachen geführt. Die Tatsachen, die ich beschrieben habe, zielen offenbar auf die Bestätigung der angenommenen Hypothese ab.

Diese Hypothese erschien mir notwendig, um zu erklären, wieso ein Feld die Entladung hervorrufen kann, wenn die angelegte Potentialdifferenz keinerlei nachweisbaren Elektrizitätsübergang hervorbringt, bevor das Feld vorhanden ist. Da nun die neuen Versuche dieser Hypothese nicht widersprechen, so wird es zweckmäßig sein, sie beizubehalten.

Sie genügt für sich allein, einstweilen wenigstens, nicht, um alle Einzelheiten zu erklären. Da man nun die Deformation der Bahnen der Elektronen durch die Wirkung des Feldes, welche die Grundlage der gewöhnlichen Erklärungsweise ist, nicht leugnen kann, so soll die Hypothese von der Magnetoionisation die gewöhnliche Erklärungsweise für die Wirkung des Feldes auf die Entladungen nicht ersetzen, sondern sie nur unterstützen und zu vervollständigen. Mit Hilfe der Magnetoionisation kommt man dahin, zu verstehen, wieso und wann durch die Wirkung des Feldes in einer Entladungsröhre eine merkliche Elektronenbewegung entsteht. Man wird aber die Bewegung, welche die Elektronen unter dem Einflusse dieses Feldes annehmen, berücksichtigen müssen, um vorauszusagen, was hinterher erfolgen wird, das heißt, um zu wissen, ob dieser Antrieb der Elektronen bestimmt ist, in der Entwickelung stecken zu bleiben oder so weit an Stärke zuzunehmen, bis er eine dauernde Entladung erzeugt.

Die Frage nach einer wahrscheinlichen Magnetoionisation hat nicht nur eine gewisse Bedeutung für die Erklärung der Entladungserscheinungen im Magnetfelde, sondern auch eine noch weit größere vom philosophischen Gesichtspunkte aus. Der Nachweis solcher Wirkungen nämlich, die sich nur auf Grund eines Einflusses des Magnetfeldes auf Elektronen erklären lassen, die sich innerhalb der Atome in geschlossenen Bahnen bewegen, würde eine sehr kräftige experimentelle Bestätigung für die Anschauungen liefern, die sich die Physiker heutzutage über die Atomstruktur bilden.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 28. April 1911.)

Elektrische Staubfiguren.
(Electric Dust Figures.)

Von James Robinson.

Mit 1 Tafel (V).

W. König[1]) hat in seiner Arbeit über hydrodynamisch-akustische Erscheinungen dargetan, daß sich viele Fälle von Staubfiguren auf hydrodynamischer Grundlage erklären lassen. Der wichtigste Fall dieser Art ist die Riffelbildung in einer Kundtschen Röhre. König wies auch auf einige Figuren von Schellbach und Boehm[2]) hin, die sich in ähnlicher Weise erklären lassen. Lord Armstrong hat einige Figuren erzeugt und in seinem Buche „Electric movement in air and water" beschrieben, die denen von Schellbach und Boehm analog sind. Ich

1) W. König, Wied. Ann. **42**, 560, 1891.
2) Schellbach und Boehm, Wied. Ann. **7**, 1, 1879.

habe an diesen Figuren einige Messungen angestellt, welche die Ansicht von König über ihre Entstehung bekräftigen.

Diese Figuren wurden auf folgende Weise erzeugt. Eine Platte mit einem Loch in der Mitte wurde horizontal angeordnet und mit Pulver bestreut. Funkenelektroden wurden so angeordnet, daß genau in diesem Loche eine Funkenstrecke vorhanden war. Es ergab sich, daß bei Funkenübergang der Staub sich zu konzentrischen Kreisen um den Funken als Mittelpunkt ordnete. (Siehe in Fig. 1 und 2[1]) photographische Aufnahmen dieser kreisförmigen Riffeln.)

Ein Blick auf diese Figuren lehrt, daß der gegenseitige Abstand zweier nebeneinanderliegender Riffeln sich mit der Entfernung von der Funkenstrecke ändert, und daß dieser Abstand um so größer ist, je näher sie an dieser Funkenstrecke liegen. Das ist genau der Sachverhalt, den man nach der Königschen Theorie erwarten darf, und es mag daher der Mühe wert sein, diese Figuren als Probe auf die Theorie zu verwenden.

Nach dieser Theorie nimmt man an, daß die Riffelbildung von Schallwellen herrührt, die der elektrische Funken aussendet. Wenn diese Wellen über zwei kleine Teilchen auf der Platte hingehen, werden diese Teilchen Kräften unterliegen:

1. Wenn die Verbindungslinie der Teilchen durch die Funkenstrecke hindurchgeht, werden sie voneinander abgestoßen werden;
2. wenn die Verbindungslinie der Funkenstrecke mit dem Punkte mitten zwischen den Teilchen senkrecht auf der Verbindungslinie dieser Teilchen steht, werden sie gegeneinander hingezogen werden.

Die Intensität der Schallwellen nimmt mit der Entfernung vom Funken ab. Ich habe für den Fall einer Kundtschen Röhre gezeigt[2]), wie sich der Abstand zwischen den Riffeln ändern muß, wenn die Schallstärke sich ändert.

Dieselbe Behandlungsweise läßt sich hier anwenden. Wenngleich nämlich die Riffeln kreisförmig sind, so kann doch das einzige Stück der einzelnen Riffel, das einen merklichen Einfluß auf ein Teilchen in einer benachbarten Riffel hat, als gerade angesehen werden. Wenn der Abstand zwischen der $n$ten und der $(n+1)$ten Riffel $a_{n,\,n+1}$, und die Geschwindigkeit der Luft infolge der Schallwellen w_r ist, so ist:

$$\left(\frac{a_{r,\,r+1}}{a_{1,\,2}}\right)^3 = \left(\frac{w_r}{w_1}\right)^2.$$

Wenn wir die Wellen als sphärisch betrachten, so muß die Energie nach dem Gesetz der umgekehrten Quadrate abnehmen, und daher muß die Amplitude der Schwingung, und folglich auch die Geschwindigkeit w umgekehrt mit der Entfernung abnehmen. Wenn also a die Entfernung vom Ausgangspunkt darstellt, so haben wir:

$$\left(\frac{w_r}{w_1}\right)^2 = \left(\frac{a_1}{a_r}\right)^2,$$

und folglich

$$\frac{a_{r,\,r+1}}{a_{1,\,2}} = \left(\frac{a_1}{a_r}\right)^{2/3},$$

das heißt: der gegenseitige Abstand zweier Riffeln muß mit zunehmender Entfernung vom Ausgangspunkt im Verhältnis

$$\left(\frac{a_1}{a_r}\right)^{2/3}$$

abnehmen.

Um diese Formel auf die experimentell gefundenen Figuren anzuwenden, habe ich an zwei verschiedenen Stellen den gegenseitigen Abstand von zehn Riffeln auf demselben Halbmesser gemessen. Diese Messungen liefern uns $a_{r,\,r+1}$ und $a_{s,\,s+1}$. Die Entfernungen a_r und a_s vom Ausgangspunkt wurden bis zu dem Punkt in der Mitte der zehn Riffeln gemessen. An jeder Figur machte ich Messungen längs zweier verschiedener Halbmesser.

Tabelle I (siehe Fig. 1).

$a_{r,\,r+1}$	$a_{s,\,s+1}$	a_r	a_s	$\frac{a_{s,\,s+1}}{a_{r,\,r+1}}$	$\left(\frac{a_r}{a_s}\right)^{2/3}$
0,79 mm	0,92 mm	7,4 cm	5,9 cm	1,157	1,156
0,74 „	0,95 „	7,37 „	5,9 „	1,284	1,160
0,75 „	0,93 „	7,42 „	5,9 „	1,240	1,177
0,82 „	0,93 „	7,4 „	6,0 „	1,134	1,149
			Mittel	1,204	1,161

Tabelle II (siehe Fig. 2).

$a_{r,\,r+1}$	$a_{s,\,s+1}$	a_r	a_s	$\frac{a_{s,\,s+1}}{a_{r,\,r+1}}$	$\left(\frac{a_r}{a_s}\right)^{2/3}$
1,33 mm	1,76 mm	27,64 cm	20,00 cm	1,323	1,241
1,33 „	1,60 „	27,74 „	19,74 „	1,203	1,254
1,35 „	1,72 „	27,53 „	19,65 „	1,279	1,250
1,40 „	1,77 „	27,64 „	19,40 „	1,265	1,264
1,32 „	1,67 „	27,50 „	18,80 „	1,266	1,291
			Mittel	1,267	1,260

Es läßt sich somit auf Grund der Annahme, daß die Intensität des von einem Funken ausgehenden Schalles nach dem Gesetze der umgekehrten Quadrate abklingt, eine recht befriedigende Erklärung für diese Riffeln geben.

Universität Sheffield.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1911.)

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel V und sind dem genannten Buche von Armstrong entnommen.

2) J. Robinson, Phil. Mag. 1910, S. 476.

Zur Hydrodynamik vom Standpunkte des Relativitätsprinzips.

Von W. v. Ignatowsky.

Ein Vektor $\mathfrak{A}'$, der sich, beim Übergang vom ungestrichenen System K zum gestrichenen System K', nach dem Schema

$$\mathfrak{A}' = \mathfrak{A} + (p - 1)\,\mathfrak{c}_v \cdot \mathfrak{c}_0 \mathfrak{A} - pq\mathfrak{c}_0 b \quad (1)^1)$$

transformiert, ist, nach Minkowski[2]), ein Vektor erster Art. Wir bezeichnen einen solchen Vektor, um auch zugleich die Größe b hervorzuheben, durch $(\mathfrak{A}, b)$, wobei das Schema (1) immer im Auge zu behalten ist.

Es sei

$$(\mathfrak{A}_1, b_1) \text{ — Vekt. I Art,} \qquad (2)$$

dann ist auch

$$(\mathfrak{A} \pm \mathfrak{A}_1,\ b \pm b_1) \text{ — Vekt. I Art.} \qquad (3)$$

Augenscheinlich ist

$$\left(\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}},\ \frac{1}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}}\right) \text{ — Vekt. I Art.} \qquad (4)$$

Die Kraft $\mathfrak{K}$ auf ein Massenteilchen, von der Ruhemasse m_0 ist

$$d\frac{m_0\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} = \mathfrak{K}, \qquad (5)$$

wobei nach Arch. Nr. 14 (25)[3])

$$\left(\frac{\mathfrak{K}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}},\ \frac{n\mathfrak{v}\mathfrak{K}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} + \frac{dm_0}{dt}\right) = \text{Vekt. I Art} \qquad (6)$$

ist.

Wir gehen jetzt zu der Hydrodynamik über unter der Voraussetzung, daß die Flüssigkeit reibungslos ist und keine Wärmeleitung stattfindet.

Unter diesen Voraussetzungen lautet die hydrodynamische Gleichung der gewöhnlichen Mechanik

$$\varrho \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = -\triangle\pi, \qquad (7)$$

wo ϱ die Dichte und π den Druck bedeutet (hier ist π statt, wie gewöhnlich, p geschrieben, um Verwechslungen mit dem p in (1) zu vermeiden).

Für das System K' geht π in π' über. Nun ist aber

$$\pi = \pi'. \qquad (8)^4)$$

Wir wollen jetzt annehmen, daß für das Ruhekoordinatensystem ($\mathfrak{v}' = 0$) ebenfalls die Gleichung (7) gilt. D. h. es soll sein

$$\varrho_0 \frac{dv'}{dt'} = -\triangle'\pi, \qquad (9)$$

wo ϱ_0 die Ruhedichte bedeutet.

Es ist allgemein

$$m_0 = \varrho_0 dv' = \varrho dv. \qquad (10)$$

Schreiben wir

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{K}_1 dv, \qquad (11)$$

wo also $\mathfrak{K}_1$ die Kraft auf die Volumeneinheit bedeutet, so folgt aus (5) und (10)

$$\varrho\, d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} + \frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} \frac{d\varrho dv}{dv\,dt} = \mathfrak{K}_1. \qquad (12)$$

Weiter ist

$$D = \frac{d\varrho dv}{dv\,dt} = \frac{dm_0}{dv\,dt} = \frac{d\varrho}{dt} + \varrho \operatorname{div}\mathfrak{v} \qquad (13)$$

eine Invariante und bezeichnet die Änderung der Ruhemasse pro Zeit- und Volumeneinheit.

Statt (13) können wir deshalb schreiben

$$\varrho\, d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} + \frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} D = \mathfrak{K}_1. \qquad (14)$$

Da nun

$$\frac{dv'}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}'^2}} = \frac{dv}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} \qquad (15)$$

ist, so folgt hieraus und (6), daß

$$\left.\begin{aligned}&\left(\mathfrak{K}_1,\ n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_1 + \sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}\,\frac{dm_0}{dv\,dt}\right) = \\ &= (\mathfrak{K}_1,\ n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_1 + \sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}\,D) = \text{Vekt. I Art}\end{aligned}\right| \qquad (16)$$

ist. Wir setzen jetzt

$$\mathfrak{K}_1 = \mathfrak{K}_2 + \frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} D \qquad (17)$$

und erhalten dann aus (14)

$$d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} = \mathfrak{K}_2. \qquad (18)$$

Da

$$\left.\begin{aligned}&n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_1 + \sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}\,D = n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_2 + \\ &+ \frac{n\mathfrak{v}^2}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}} D + \sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}\,D = \\ &= n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_2 + \frac{D}{\sqrt{1 - n\mathfrak{v}^2}}\end{aligned}\right| \qquad (19)$$

ist, so folgt hieraus und aus (16) und (17) wegen (3) und (4), da D eine Invariante ist,

$$(\mathfrak{K}_2,\ n\mathfrak{v}\mathfrak{K}_2) = \text{Vekt. I Art.} \qquad (20)$$

Damit (18) mit dem Relativitätsprinzip verträglich ist, muß sich die linke Seite von (18) laut (20) transformieren, d. h. es muß sein

---

1) In bezug auf die Bedeutung von p, q und $\mathfrak{c}_0$ siehe W. v. Ignatowsky, diese Zeitschr. **12**, 164, 1911.

2) H. Minkowski, Nachr. d. k. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. S. 65, 1908.

3) Ausführlicheres hierüber ist in dem demnächst erscheinenden Artikel des Verfassers „Das Relativitätsprinzip“ in dem Archiv für Math. und Phys. enthalten. Wir bezeichnen im Text die diesbezüglichen Zitate mit Arch.

4) Siehe M. Planck, „Zur Dynamik bewegter Systeme“, Berl. Ber. 1907, S. 542 (17) und A. Sommerfeld, „Zur Relativitätstheorie“, Ann. d. Phys., **32**, 775, 1910.

$$\left(\varrho\frac{d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt},\ n\mathfrak{v}\varrho\frac{d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}\right)-\Big| \quad (21)$$

— Vekt. I. Art.

Berücksichtigen wir nun, daß

$$\varrho\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}=\varrho'\sqrt{1-n\mathfrak{v}'^2}, \quad (22)$$

$$dt\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}=dt'\sqrt{1-n\mathfrak{v}'^2} \quad (23)$$

und

$$\frac{d\frac{1}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}=\frac{n\mathfrak{v}}{(1-n\mathfrak{v}^2)^{3/2}}\frac{d\mathfrak{v}}{dt}= \Big| \quad (24)$$

$$=n\mathfrak{v}\frac{d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}$$

ist, so folgt tatsächlich wegen (4) die Beziehung (21).

Es ist weiter wegen Arch. Nr. 9 (9)

$$\triangle'\pi=\triangle\pi+(p-1)c_0\cdot c_0\triangle\pi+pqnc_0\frac{\partial\pi}{\partial t} \quad (25)$$

oder

$$\left(\triangle\pi,-n\frac{\partial\pi}{\partial t}\right)-\text{Vekt. I Art.} \quad (26)$$

Anderseits ist, wie leicht zu ersehen,

$$\left(\frac{n\mathfrak{v}}{1-n\mathfrak{v}^2}\cdot\frac{d\pi}{dt},\ \frac{n}{1-n\mathfrak{v}^2}\frac{d\pi}{dt}\right)-\text{Vekt. I Art.} \quad (27)$$

Setzen wir nun

$$\mathfrak{R}=\triangle\pi+\frac{n\mathfrak{v}}{1-n\mathfrak{v}^2}\frac{d\pi}{dt} \quad (28)$$

und beachten, daß

$$\frac{d\pi}{dt}=\frac{\partial\pi}{\partial t}+\mathfrak{v}\triangle\pi \quad (29)$$

ist, so folgt aus (26) und (27), wegen (3)

$$(\mathfrak{R},n\mathfrak{v}\mathfrak{R})-\text{Vekt. I Art.} \quad (30)$$

Für das Ruhekoordinatensystem ist $\mathfrak{R}'=\Delta'\pi$. Wir müssen deshalb wegen (20), (21) und (30), um der Bedingung (9) zu genügen, setzen

$$\mathfrak{R}_2=-\mathfrak{R}=-\triangle\pi-\frac{n\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}\frac{d\pi}{dt}. \quad (31)$$

Um also die gesamte Kraft $\mathfrak{R}_1$ zu bestimmen, bleibt uns, wegen (17), nur noch übrig, den Wert von D zu ermitteln.

Nach M. Planck[1]) ist die Ruhemasse m_0

$$m_0=nE_0+n\pi dv', \quad (32)$$

wo E_0 die gesamte innere Energie des Massenteilchens und dv' dessen Volumen im Ruhekoordinatensystem bedeuten. Aus (32) folgt

$$dm_0=ndE_0+ndv'd\pi+n\pi d dv'. \quad (33)$$

Anderseits ergibt uns der erste Hauptsatz der Thermodynamik, für das Ruhekoordinatensystem

$$dE_0=dQ-\pi d dv', \quad (34)$$

wo dQ die von außen dem Teilchen zugeführte Wärme bedeutet. Da wir aber keine Wärmeleitung und keine Reibung angenommen haben, so ist hier $dQ=0$ und wir erhalten deshalb aus (33) und (34)

$$dm_0=ndv'd\pi \quad (35)$$

und hieraus

$$D=\frac{dm_0}{dv'dt'}=n\frac{d\pi}{dt'}=\frac{n}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}\frac{d\pi}{dt}. \quad (36)$$

Demnach ist

$$\mathfrak{R}_1=\mathfrak{R}_2+\frac{n\mathfrak{v}}{1-n\mathfrak{v}^2}\frac{d\pi}{dt}=-\triangle\pi. \quad (37)$$

Aus (16), (26), (36) und (37) ersehen wir, daß tatsächlich die Beziehung

$$(\mathfrak{R}_1,n\mathfrak{v}\mathfrak{R}_1+\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}D)=$$

$$=\left(-\triangle\pi,n\frac{\partial\pi}{\partial t}\right)=\left(-\triangle\pi,-n\mathfrak{v}\triangle\pi+n\frac{d\pi}{dt}\right)-$$

— Vekt. I Art (38)

erfüllt ist.

Demnach lautet die allgemeine Gleichung der Hydrodynamik für reibungslose Flüssigkeiten und bei Abwesenheit der Wärmeleitung

$$\varrho\frac{d\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}+\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}D=-\triangle\pi. \quad (39)$$

Bei Vernachlässigung des Relativitätsprinzips ist $n=0$ bzw. $c=\infty$ und auch die Kontinuitätsgleichung erfüllt, also $D=0$. In diesem Fall geht (39) in die gewöhnliche Gleichung (7) über.

Bei Berücksichtigung des Relativitätsprinzips ist

$$D=\frac{n}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}\frac{d\pi}{dt}=\frac{d\varrho}{dt}+\varrho\,\mathrm{div}\,\mathfrak{v}. \quad (40)$$

Es ist ferner

$$\frac{\mathrm{div}\,\mathfrak{v}}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}+\frac{d\frac{1}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}=B \quad (41)$$

eine Invariante. Für das Ruhekoordinatensystem ($\mathfrak{v}'=0$) ist $B'=\mathrm{div}'\mathfrak{v}'$, d. h. die Geschwindigkeit der Ruhevolumendilatation. Ist die Flüssigkeit inkompressibel, so ist $B'=\mathrm{div}'\mathfrak{v}'=0$ und es folgt aus (41)

$$\mathrm{div}\,\mathfrak{v}=-\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}\,\frac{d\frac{1}{\sqrt{1-n\mathfrak{v}^2}}}{dt}. \quad (42)$$

Berlin, den 6. April 1911.

(Eingegangen 7. April 1911.)

1) l. c. S. 23, Formel (48).

Über die Trennung der Spektrallinien des Kalziums und des Strontiums im Magnetfelde. (Upon the Separation of the Spectral Lines of Calcium and Strontium in the Magnetic Field.)

Von B. E. Moore.

Vertreter der Hauptserien des Kalziums und des Strontiums sind von Runge und Paschen[1]) sorgfältig untersucht worden. Miller[2]) hat dann ein paar Vertreter anderer Serien angegeben. Die folgende Untersuchung stellt eine eingehendere Erforschung der Linien dieser Substanzen dar[3]). Die Photogramme sind mit Expositionszeiten von 15 Minuten bis zu 10 Stunden aufgenommen worden. Die Methode und die Bezeichnungsweise sind die gleichen, wie in meinen früheren Mitteilungen[4]). Die Trennungen sind auf die Feldstärke 24450 Gauß berechnet.

Die Tabellen I bis IV enthalten Kalziumlinien. Tabelle I enthält Vertreter der ersten Nebenserie. Wie man sieht, ist bei den Hauptlinien der zweite Vertreter der Serie ein Duplikat der ersten. Einige von den Trabanten lassen sich infolge teilweiser Überdeckung und Verwaschenheit nur qualitativ verfolgen. Die Linie 4435,9 Å.-E. ist unsymmetrisch. Symmetrisch gemessen würde sie gut mit den in der Tabelle gleichfalls angegebenen Messungen von Miller übereinstimmen.

Tabelle I.

λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$ Moore	$\Delta\lambda/\lambda^2$ Miller	λ in Å.-E	$\Delta\lambda/\lambda^2$	Bemerkung
4956,8	+1,27	—	—	—	Trabant
4956,1	1,29 s — p	Quadrupl.	3644,9	Quadrupl.	Trabant
4955,0	1,29	1,24	3644,5	+1,24	Hauptlinie
4435,9	−1,40 s +0,78 s — p	1,13 s 1,03 p	3631,1	Quadrupl.	Trabant
4435,1	1,14	1,06	3630,8	1,10	Hauptlinie
4434,12	1,11	—	—	—	Trabant?
4425,6	0,70	0,57	3624,1	(0,60)	Hauptlinie
4424,83	1,13	—			Trabant?

Tabelle II enthält Vertreter der zweiten Nebenserie. Die korrespondierenden Glieder der Serie sind identisch.

Tabelle II.

λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$
6162,5	+1,34	3973,9	+1,34
6122,5	1,82 s 0,60 p	3957,2	1,78 s (0,57 p)
6103,0	2,09	3949,1	2,08

Tabelle III enthält eine von Fowler verzeichnete Triplettserie. Diese Linien sind breit und verwaschen. Im Magnetfeld erscheint ihr Charakter unverändert.

Tabelle III.

λ in Å.-E.	λ in Å.-E.	λ in Å.-E.	λ in Å.-E.	λ in Å.-E.
4586,12	4098,82	3876,2	3754,2	3678,5
4581,66	4095,25	3872,9	3750,9	3675,5
4578,82	4092,93	3870,9	3749,0	3674,4

Außerhalb der Serie wurden vier Quadrupletts beobachtet. Diese sind in Tabelle IV verzeichnet. Jede Linie hat einen anderen Trennungstypus, aber alle Trennungen scheinen Vielfache des kleinen Wertes 0,104 zu sein, der zwischen einem Zehntel und einem Elftel der normalen Trennung a liegt ($a = 1{,}105$). Der Wert 0,104 liegt zu weit von jedem dieser Werte, um einem von ihnen zugeordnet zu werden; er kann folgerichtig nicht als ein rationaler Teil der „normalen" Trennung bezeichnet werden.

Tabelle IV.

λ in Å.-E.	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
6499.9	2	$+1{,}04\ s = 10 \times 0{,}104$
	1	$0{,}84\ s = 8 \times 0{,}104$
6494,0	10	$0{,}93\ s = 9 \times 0{,}104$
	5	$0{,}73\ p = 7 \times 0{,}104$
5264.4	8	$2{,}03\ s = 20 \times 0{,}104$
	3	$1{,}03\ p = 10 \times 0{,}104$
5261,6	2	$1{,}48\ s = 14 \times 0{,}104$
	1+	$1{,}27\ p = 12 \times 0{,}104$

Es wurden siebenundzwanzig Tripletts ausgemessen. Sechs von ihnen bildeten eine sehr enge Gruppe und haben sämtlich praktisch identische Trennung, und zwar gleich 1,66, also gleich dem Anderthalbfachen der „normalen". Soweit der magnetische Effekt in Frage kommt, ist dies einer der charakteristischsten Züge des Kalziumspektrums. Diese Linien sind: 4318,8 Å.-E., 4307,9 Å.-E., 4302,7 Å.-E., 4299,1 Å.-E., 4289,5 Å.-E. und 4283,2 Å.-E. Keine der übrigen Tripletts drängen sich um einen bestimmten Wert zusammen.

Die Strontiumlinien sind in den Tabellen V bis IX verzeichnet.

1) Runge u. Paschen, Berl. Ber., 26. Juni 1902.
2) Miller, Ann. d. Phys. (4) **24**, 105, 1907.
3) Die Einzelheiten dieser Untersuchung sollen im Astrophysical Journal veröffentlicht werden. Ich werde gern bereit sein, allen, die ausführlichere Angaben wünschen, als sie in dieser kurzen Zusammenstellung enthalten sind, Sonderabdrucke zu senden.
4) Diese Zeitschr. **10**, 297, 1909.

Die Vertreter der zweiten Nebenserie sind in Tabelle V enthalten. Die korrespondierenden Linien der Serie sind Duplikate. Die Typen der Trennung sind jedoch von denen derselben Serie des Kalziums verschieden.

Tabelle V.

λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$
7070,7	$\pm$1,50	4438,22	$\pm$1,48
6878,8	1,90 *s* 0,50 *p*	4361,87	1,95 *s* 0,48 *p*
6791,4	2,22	4326,60	2,19

Linien, die der ersten Nebenserie angehören, sind in Tabelle VI verzeichnet. Die erste Hauptlinie ist für drei Glieder identisch. Der erste Trabant dieser Linie ist wahrscheinlich für zwei Glieder identisch und ist zu schwach, um in weiteren Gliedern untersucht zu werden. Die übrigen Trabanten waren außerhalb des ersten Gliedes zu schwach. Die beiden übrigen Hauptlinien gehorchen dem Prestonschen Gesetz nicht. Es erscheint wahrscheinlich, daß die erste Hauptlinie dieser Serie beim Kalzium und beim Strontium dieselbe Trennung hat. Bei den übrigen korrespondierenden Gliedern der Reihe findet sich indessen keine Ähnlichkeit zwischen den beiden Substanzen.

Tabelle VI.

λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E	$\Delta\lambda/\lambda^2$	Bemerkung
4971,85	+2,73	4033,25	—			Trabant
4968,11	1,63 *s* 0,81 *p*	4032,51	1,58 *s* — *p*			Trabant
4962,45	1,29	4030,45	1,30	3705,88	+1,29	Hauptlinie
4876,35	1,61	3970,15	—			Trabant
4872,66	1,03	3969,42	(1,59)			Hauptlinie
4832,23	1,65	3940,88	0 (?)			Hauptlinie
4832,15	0,49		—			Trabant?

Fowler gibt für Strontium eine Triplettserie an. Diese Linien und ihre magnetischen Trennungen sind, so weit sie zu beobachten sind, in Tabelle VII verzeichnet. Es erhellt daraus, daß für die Trennungen der Linien in keiner dieser drei Serien eine Gleichmäßigkeit herrscht. Die Trennung 1,66 tritt häufiger auf als andere Werte, aber nur zweimal in einer Serie. Diese Serien sind dadurch charakterisiert, daß zwischen ihren korrespondierenden Gliedern eine konstante Differenz der Schwingungszahlen besteht. Das heißt, zwischen der Linie F_{11} (Fowlers Serie 1, Linie 1) und der Linie F_{21} ist die Differenz der Schwingungszahlen dieselbe, wie zwischen den Linien F_{12} und F_{22}. Wir wollen diese Differenz der Schwingungszahlen mit $\nu_1 = 100$ (angenähert) und die Differenz zwischen F_{21} und F_{31} mit $\nu_2 = 59$ (angenähert) bezeichnen. Die Linien sind also den Hauptlinien der ersten Nebenserie ähnlich. Indessen tritt keine der Trennungstypen, mit Ausnahme des Wertes 1,66, in den beiden Seriengruppen auf. Es finden sich einige Linien außerhalb der bekannten Serien, die hinsichtlich ihrer Trennung mit einigen Linien in den Fowlerschen Reihen übereinstimmen. Der hervorstechendste Fall ist der der sieben Komponenten enthaltenden Linie 5540,3 Å.-E., die ein Duplikat der Linie 5486,4 Å.-E. (F_{31}) ist. Bei jeder dieser beiden Linien liegen zwei weitere Linien ähnlich zueinander auf der Skala der Schwingungszahlen, wie aus Tabelle VIII ersichtlich ist.

Tabelle VII.

Serie I		Serie II		Serie III	
λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$	λ in Å.-E.	$\Delta\lambda/\lambda^2$
5535,01	1,66	5504,48	1,31	5486,37	2,04 *s* 1,32 *s* 0,70 *p* 0 *p*
5257,12	1,31	5229,52	1,55 *s* 0,61 *p*	5213,23	—
4892,20	0	4868,92	1,21	4855,27	1,41
4338,05	—	4319,39	0 (?)	4308,49	0
4087,67	—	4071,01	—	4061,21	—
3950,96	—	3950,96	—	3926,27	—

Tabelle VIII.

λ in Å.-E.	ν	λ in Å.-E.	ν
5540,3	} 17,4 = ν_3	5486,4 (F_{31})	} 17,6 = ν_3
5535,0 (F_{11})		5481,1	
5504,5 (F_{21})	} 100 = ν_1	5451,1	} 100 = ν_1

Bei dieser neuen Gruppierung wiederholt sich jedoch die Trennung von 5535,0 Å.-E. bei 5451,1 A.-E. und nicht bei 5481,1 Å.-E. Der Wert ν_3 entspricht recht genau dem Abstande des ersten Trabanten von der ersten Hauptlinie der ersten Nebenserie. In der letztgenannten Serie nimmt jedoch der Wert rasch ab. Der Wert wiederholt sich aber in dem Abstande zwischen den Linien 5229,5 Å.-E. (F_{22}) und 5225,4 Å.-E. Die Linie F_{22} hat indessen vier Komponenten statt sieben, und 5225,4 Å.-E. ist weder von 5535 Å.-E. noch von 5481,1 Å.-E. eine Wiederholung, sondern aller Wahrscheinlichkeit nach ein Duplikat von 5522 A.-E. Sowohl 5225,4 Å.-E. als 5522 Å.-E. sind unsymmetrisch, und der Gesamtabstand zwischen ihren Komponenten ist vermutlich derselbe.

Die Fowlerschen Serien gehorchen durchaus in keiner Weise dem Prestonschen Gesetz. Beurteilt man sie nach dem Zeemaneffekt, so finden sich einige Linien, die in die Serien nicht mit einbegriffen sind, die aber mit einigen der Serienlinien in engerem Zusammenhange stehen als diese Linien miteinander. Es ist nicht gelungen, die übereinstimmenden Linien zu einer Serie zusammenzufassen, oder die korrespondierenden Linien außerhalb der Serien zusammenzufassen und sie in koordinierte Serien einzureihen.

Tabelle IX enthält zwei Quadrupletts, die mit den vier Quadrupletts für das Kalzium in der Tabelle IV verwandt sind, aber verschiedenen Typen angehören.

Tabelle IX.

λ in Å.-E	$\Delta\lambda/\lambda^2$
6641,4	$0{,}95\, s = 9 \times 0{,}104$
	$0{,}94\, p = 9 \times 0{,}104$
6547,0	$1{,}35\, s = 13 \times 0{,}104$
	$0{,}73\, p = 7 \times 0{,}104$

Die magnetischen Tripletts des Strontiums häufen sich nicht um irgendwelchen bestimmten Wert der Trennung.

Schlußfolgerungen in betreff des Prestonschen Gesetzes.

1. Die zweiten Nebenserien gehorchen dem Prestonschen Gesetze gut, die Typen der Trennung sind aber bei den beiden Substanzen verschieden.

2. In den ersten Hauptlinien der ersten Nebenserien wird das Prestonsche Gesetz offenbar befolgt, und die Trennung ist hier bei beiden Substanzen dieselbe. Allgemeiner wird sonst das Gesetz in diesen Serien nicht befolgt.

3. Die Linien in den Fowlerschen Serien folgen dem Prestonschen Gesetze nicht. Es finden sich außerhalb der Serien einige Linien, die mit einigen der Serienlinien eng verwandt sind, sich jedoch nicht zu einer Seriengruppe zusammenfassen ließen.

Allgemeine Schlußfolgerung:

Bei diesen Versuchen gehorchten die Linien dem Prestonschen Gesetze häufiger nicht als ja.

Universität Nebraska, im März 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. April 1911.)

Zur Theorie der Säkularvariation des Erdmagnetismus.

Von L. A. Bauer.

Sieht man die Literatur über diesen Gegenstand erdmagnetischer Forschung nach, so findet man, daß, seit der Entdeckung der Säkularvariation durch den englischen Mathematiker Gellibrand in dem Jahre 1634, viele, recht mannigfaltige, zuweilen auch sehr plausibel erscheinende, Ursachen dieses rätselhaften Phänomens zu verschiedenen Zeiten von berühmten Männern vorgeschlagen worden sind.

Jedesmal glaubte der betreffende Autor den wirklichen von allen möglichen Gründen gefunden zu haben. Öfters auch wurden, mit Hilfe der aufgestellten Hypothese, Tabellen berechnet, die dazu dienen sollten, die magnetischen Deklinationen an einem bestimmten Ort mehrere Jahre vorauszusagen; jedoch binnen verhältnismäßig kurzer Zeit stimmten die berechneten Werte nicht mit den beobachteten überein — wichen sogar mehrere Grade davon ab. Der Schluß liegt nahe, daß die Schwierigkeit nicht darin liegt, einen Grund, welcher eine Säkularvariation des Erdmagnetismus zur Folge hätte, aufzufinden, sondern in der Lieferung des Beweises, daß dieser unbedingt derjenige ist — quantitativ sowie qualitativ —, der der Wirklichkeit entspricht.

Die zuletzt erwähnte Schwierigkeit rührt einigermaßen davon her, daß, will man die Untersuchung über einen Zeitraum von mehr als 75 Jahre erstrecken, einem nur Beobachtungen der Deklination und Inklination zur Verfügung stehen; will man 300—350 Jahre zurückgehen, so gibt es zwar nicht ausschließlich, jedoch hauptsächlich nur Deklinationen. Nun hat es sich aber mit Sicherheit gezeigt, daß die Säkularvariation keine in einigen Jahrhunderten abgeschlossene Erscheinung ist; wenn eine der ganzen Erde gemeinsame Periode existiert, so muß diese mehr als zehn Jahrhunderte umfassen, möglicherweise auch noch doppelt soviel. Die Kurve, welche vom Nordende einer frei beweglichen, aufgehängten Magnetnadel infolge der Säkularvariation im Raume beschrieben wird (die von mir sogenannte „secular motion curve"), ist auch anscheinend keine einfach geschlossene (es ist überhaupt fraglich, ob je streng geschlossen), sondern muß aus mehreren Teilen (Schleifen, „loops") bestehen[1]).

Betrachtet man die Sache nun von theoretischer Seite aus, so kann eine Säkularvariation

1) Beiträge zur Kenntnis des Wesens der Säkularvariation des Erdmagnetismus. Inaug.-Diss. Univ. Berlin. Mayer & Müller, Berlin, 1895.

in allen Elementen (Deklination, Inklination, Intensität) durch eine einfache Lageverschiebung der magnetischen Pole oder der magnetischen Achse, ohne irgendwie andere Änderungen im erdmagnetischen Zustande (z. B. im magnetischen Momente oder Magnetisierungsintensität) zu bedingen, hervorgerufen werden. Erfährt aber nur das magnetische Moment der Erde eine Änderung, dann kommen an einem gegebenen Orte keine säkularen Änderungen in der Deklination oder in der Inklination, sondern ausschließlich in der Intensität vor. Diese Tatsache wird sich weiter unten von Belang erweisen. Als Folge einer von mir ausgeführten und im Jahre 1904 veröffentlichten Analyse hat sich herausgestellt, daß die tatsächlich beobachtete Säkularvariation teilweise aus zeitlichen Verlagerungen der magnetischen Achse (richtiger gesagt Achsen) und teilweise, aus zeitlichen Veränderungen des erdmagnetischen Momentes herrührt[1]). Mehrere Kräftesysteme kommen ins Spiel: Greifen wir die zwei Hauptsysteme heraus, so hat man erstens mit einem anscheinend innerhalb der Erde liegenden zu tun, aber zweitens auch mit einem außerhalb existierenden, welches zuweilen von beträchtlichem Einfluß auf die Deklination sein kann. Daß ein Teil der Säkularvariation von äußeren Kräften herrührt, ist neuerdings auch von Adolf Schmidt bewiesen worden.

Solche Untersuchungen, die zum Zweck den Sitz und Charakter der bedingenden Kräfte zu ermitteln haben, können nur mit Beihilfe der vertikalen Intensität ausgeführt werden. Will man eine Theorie der Säkularvariation ohne solche Beobachtungen aufbauen, wie Bidlingmaier in dieser Zeitschrift **11**, 1216, 1910 den Versuch gemacht hat, so muß man entweder mehr oder weniger willkürlich verfahren oder sich auf vorangegangene Untersuchungen stützen. Er hat beide Wege zum Teil eingeschlagen, jedoch nicht die Resultate von anderen veröffentlichten, umfassenderen Arbeiten genügend in Berücksichtigung genommen. Mit Leichtigkeit könnten ihm Fragen gestellt werden, die seine Theorie in keiner Weise befriedigt.

Bidlingmaier fängt (l. c. S. 1217) mit einer ganz willkürlichen Definition der Säkularvariation an. — „Hier verstehen wir aber unter säkularer Variation nur jene einfachen, sehr langsamen und großzügigen Änderungen, deren Ursprung im Erdinnern zu suchen ist." Er liefert keinen Beweis, daß der Ursprung wirklich im Erdinnern ist, auch nimmt er stillschweigend an, daß die mittlere Änderung für ein Jahrzehnt während eines Intervalls von 300 Jahren von dem aus äußeren Kräften herrührenden Teil wirklich befreit ist, — das wäre sehr hübsch, wenn es wirklich so wäre, aber der Beweis muß erst geliefert werden; aus den Schmidtschen Untersuchungen folgt es ohne weiteres unbedingt nicht.

Leider verwendet er ausschließlich nur Deklinationen und zwar kein selbst gesammeltes Material, sondern die bereits von van Bemmelen und de Tillo aufgestellten und veröffentlichten kartographischen Werte. Solches Material, ohne über die Verläßlichkeit der den magnetischen Karten zugrunde liegenden Beobachtungen zu orientieren, fand ich, aus eigener Erfahrung, höchst gefährlich, man kann kein rechtes Gefühl über die erreichte Genauigkeit bekommen und das wird auch in deutlicher Weise bestätigt durch die Fehlerangaben, die in der Bidlingmaierschen Arbeit angegeben werden.

Der Verfasser der neuen Theorie der Säkularvariation benutzt die Deklinationsangaben zu den Jahren 1600, 1650, 1700, 1750, 1800, 1850, 1900 — D_1, D_2, D_3, D_4, D_5, D_6, D_7. Nun bildet er die Differenzen: $D_2 - D_1$, $D_3 - D_2$, $D_4 - D_3$, $D_5 - D_4$, $D_6 - D_5$, $D_7 - D_6$, „ohne Rücksicht auf den Sinn dieser Änderungen." Was er dann mit dem Buchstaben v bezeichnet, ist schließlich:

$$v = \frac{1}{30}\Big[(D_2 - D_1) + (D_3 - D_2) + (D_4 - D_3) + (D_5 - D_4) + (D_6 - D_5) + (D_7 - D_6)\Big] \quad (1)$$

Nehmen wir die Säkularvariation der Deklination zu London als Beispiel und berechnen die mittlere Änderung für ein Jahrzehnt in ähnlicher Weise, wie es Bidlingmaier tut, so erhält man etwa 80 Minuten für den Zeitraum 1600—1900; sein Kärtchen (S. 1219) weist aber für diese Stelle der Erde 113 Minuten auf. Man sieht also, daß der mittlere Fehler seiner Daten statt „höchstens ein paar Minuten" viele Minuten zuweilen betragen kann.

Da die v wesentlich von der Stärke der Horizontalintensität H abhängen, so werden die Zahlen

$$S = vH$$

gebildet, wo S die „Säkularkraft oder die nach Ost—West gerichtete Komponente der ganzen Kraft" darstellen soll. Die säkularen Änderungen von H selbst werden ganz vernachlässigt — dieser Umstand ist für die Theorie von Belang, wie wir bald sehen werden und übt auch einen merklichen Einfluß auf den mittleren Fehler von S aus.

Es werden nun fünf Erfahrungssätze abgeleitet, von denen aber nur Nr. 5 etwas Neues

1) Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity **9**, 173—186, 1904.

bietet. „Die Tätigkeit der Säkularkräfte ist auf der Landhalbkugel 67 Proz. stärker als auf der Wasserhalbkugel." Ist dieser Schluß richtig, so wäre er gewiß für eine Theorie der Säkularvariation von großer Wichtigkeit. Ich hätte aber gerade das Gegenteil erwartet, obwohl ich die Sache nicht numerisch ausgerechnet habe. Mir ist es daher von besonderem Interesse, zu untersuchen, wie Bidlingmaier zu diesem Satze gelangt ist; ist der Satz falsch, dann stürzt leider sofort Bidlingmaiers Gebäude. Man wundert sich, daß er es unterließ, diese alleinige Stütze seiner kühnen Theorie nicht in verschiedenster Weise zu verstärken. Es wäre z. B. interessant gewesen, hätte er seine v für die drei Jahrhunderte, 1600—1700, 1700 bis 1800, 1800—1900, separat gebildet, und gesehen, ob jedesmal dasselbe zum Vorschein käme. Es ist geradezu unmöglich, seiner Größe v einen einwandfreien physikalischen Sinn beizulegen. Da, wie schon bereits hervorgehoben, die Säkularvariation innerhalb 300 Jahren nicht geschlossen ist, durchläuft die Deklination an den verschiedenen Stellen der Erde in dem Intervall 1600—1900 verschiedene Phasen; man erhält, kurz gesagt, auf dem eingeschlagenen Wege keine streng vergleichbaren Werte.

Nimmt man aber seine Zahlen ohne weiteres als richtig an, so sieht man aus der Karte (S. 1219) sofort, daß in seiner Landhalbkugel fast der ganze Atlantische Ozean, wo bekanntermaßen die Säkularänderung der Deklination groß ist, mit einbegriffen ist, sowie auch Afrika und das Innere von Asien; nun wurden aber die älteren Isogonen über diese kontinentalen Massen nicht mit Hilfe von Landwerten, sondern hauptsächlich mittels Schiffswerten auf den angrenzenden Ozeanen, konstruiert! Seine Wasserhalbkugel umfaßt zum größten Teil den Stillen Ozean, wo die Isogonen, besonders die älteren, aus Mangel an Beobachtungen am meisten unsicher sind. Man sieht also, wie notwendig es ist, das verwendete Material zu beherrschen.

Schließt man den Teil 20° N bis 20° S aus, so kann man zwar einen besseren, jedoch immerhin nicht ganz richtigen Begriff über den Einfluß von Land und Wasser erhalten. Im Mittel folgt aus dem Erdteile 20° N bis 60° N:

$$\frac{1}{2} S_L + \frac{1}{2} S_W = 416\,\gamma; \qquad (2)$$

und aus dem Teile 20° S bis 60° S:

$$\frac{1}{10} S_L + \frac{9}{10} S_W = 410\,\gamma. \qquad (3)$$

Also $S_L = 424\,\gamma$ und $S_W = 408\,\gamma$.

Oder $V = S_L / S_W = 424/408 = 1{,}04$,

statt 1,67 wie es Bidlingmaier haben will (S. 1219). Der Unterschied zwischen S_L und S_W kann leicht durch Beobachtungsfehler erklärt werden.

Wir müssen also sagen, daß der große Unterschied in der Tätigkeit der Säkularvariation zwischen Land und Wasser, den Bidlingmaier annimmt, nicht bewiesen ist.

Bidlingmaier kommt dann zur Erklärung der Säkularvariation (S. 1220) und behauptet, daß sie begründet sei „durch das Entstehen und Verschwinden magnetischer Schichten im Erdinnern, deren Temperatur in der Nähe der sogenannten Umwandlungstemperatur der magnetisierbaren Stoffe liegt. Seiner Verbreitung und seiner hohen Magnetisierbarkeit wegen wird das Eisen die Hauptrolle spielen. Demgemäß wird die Temperatur jener Schichten in der Nähe von 750° liegen".

Mit Hilfe der sogenannten „geothermischen Tiefenstufe", 1° Temperaturerhöhung pro 33 m Tiefe, berechnet er die Lage der Isothermenfläche 750° und kommt zu dem Schluß, „der Ursprungswert der säkularen Variation ist in dem Gebiet zwischen 20 und 26 km Tiefe unterhalb der festen Erdoberfläche zu suchen; das tätigste Gebiet liegt in etwa 25 km Tiefe." Es sei hier bemerkt, daß bei diesen Rechnungen der etwaige Einfluß von Druck auf den Magnetisierungskoeffizienten stillschweigend als Null angenommen wird. Ebenso wie der verhältnismäßig rasch steigende Druck den Siedepunkt von den in der Erdkruste vorkommenden Substanzen erhöht, mag es in ähnlicher Weise mit dem Magnetismus der eisenhaltigen Teile geschehen und eine Veränderung der Umwandlungstemperatur entstehen.

In seinem letzten Abschnitt, § 6, glaubt Bidlingmaier den schlagendsten Beweis zur Rechtfertigung seiner Theorie geliefert zu haben; er bestimmt nun den Ursprungsort der Säkularkräfte aus erdmagnetischen Beobachtungen und findet, daß er „in einer Tiefe von 20—25 km unter der Erdoberfläche zu suchen ist" — also anscheinend „in schönster Übereinstimmung", mit dem aus der geothermischen Tiefenstufe berechneten Ort. Die Rechnung fußt ganz und gar auf der Richtigkeit des 5. Erfahrungssatzes, daß die Fähigkeit der Säkularvariation 67 Proz. stärker auf der Landhalbkugel als auf der Wasserhalbkugel ist, welcher Satz aber, wie oben gezeigt, nicht als erwiesen betrachtet werden kann.

Der Autor begeht aber noch einen theoretischen Fehler — er benutzt eine Formel, die gar nicht für seine Daten anwendbar ist. Seine sogenannte „Säkularkraft" ist die magnetische Ost-West-Komponente und zwar nur ein Teil derselben. Es ist:

$$E = H \tan D;$$

also

$$dE = dH \cdot \tan D + dD \cdot H \sec^2 D. \quad (4)$$

Setzt man nun $dH = 0$, $dD = v$ und $\sec^2 D = 1$ (d. h. daß D nicht wesentlich von Null verschieden ist), so erhält man seine spezielle Kraft $S = vH_1$, welche also nur den von Deklinationsänderungen ausschließlich abhängenden Teil der ganzen Ost-West-Säkularkraft bildet.

Seine Formel (S. 1222) ist aber nur für Intensitätsänderungen anwendbar. Die Gaußsche Theorie lehrt nämlich, daß, in erster Linie, nur die Intensitätskomponenten sich mit der Erhebung über die Erde oder magnetischen Schichten umgekehrt mit der dritten Potenz der Entfernung vom Erdzentrum ändern, nicht aber die Winkel-Deklination und -Inklination. Bidlingmaiers Ursache würde hauptsächlich eine Säkularvariation in der erdmagnetischen Intensität zur Folge haben; er beschäftigt sich aber ausschließlich mit Deklinationsänderungen, deren Herkunft man aus anderen Gründen zu erklären hat.

Ist es überhaupt unbedingt notwendig, den Sitz der Säkularvariation im Erdinnern zu suchen? In Nr. III meiner Untersuchungen (The Physical Theory of the Earths Magnetic and Electric Phenomena, Terr. Magn. **16**, 33, March 1911) zeige ich, daß die bekannten Erscheinungen des permanenten Magnetismus der Erde völlig zu Recht kommen können durch die Annahme, daß die Erde ein Elektromagnet ist und daß die magnetisierenden Ströme negative sind, welche oberirdisch um die Erde von West nach Ost — also in derselben Richtung wie die Rotation der Erde — zirkulieren. Die Erde als paramagnetisch betrachtet, muß dabei eine mittlere magnetische Permeabilität von der Größenordnung 135 (auf Luft bezogen) für eine magnetisierende Kraft von etwa 0,0024 C.G.S. besitzen. Wenn auch die Zahl 135 einem hoch erscheint, so ist sie doch nicht unmöglich, wie das aus den Untersuchungen von Baur und Rayleigh für kleine magnetisierende Kräfte und für Eisen genügend hervorgeht. Auch muß man sich die schon oben gemachte Bemerkung vor Augen halten, daß wir gegenwärtig gar nichts über den Einfluß des unterirdischen gewaltigen Druckes auf die magnetische Permeabilität der vorkommenden magnetischen Substanzen sagen können.

Daß in der Tat solche äußere elektrische Ströme existieren, ist für den permanenten Magnetismus durch die Untersuchungen von Adams, Schmidt und Fritsche, für die tägliche Variation durch Schuster und neuerdings für erdmagnetische Störungen von Birkeland und Bauer bewiesen worden. Auch hat Bauer bereits schon in seiner oben erwähnten Arbeit vom Jahre 1904 äußere Ströme für die Säkularvariation aufgedeckt. Alle Beobachtungsergebnisse, die soweit zur Kenntnis gekommen sind, können mit der gemachten Annahme — daß die Erde ein von äußeren Strömen herrührender Elektromagnet ist — in Einklang gebracht werden. Die Variationen im Erdmagnetismus mögen also in erster Linie durch etwaige Änderungen in den permanenten äußeren Strömen (Richtung und Intensität) bedingt sein.

Mir scheint es mehr und mehr, als ob es nicht mal notwendig sein wird, eine besondere, für die Säkularvariation eigentümliche Ursache aufzusuchen. Sind einmal alle Systeme zum Vorschein gebracht worden, welche die Hauptrolle in der solartäglichen, mondtäglichen und in der jährlichen Variation sowie in den magnetischen Stürmen spielen, so glaube ich, wird man finden, daß die Säkularvariation einen ausstehenden Restteil („Residual Effect") am Ende eines Tages oder Jahres bildet. Ich habe nämlich gefunden, daß am Ende eines Tages der ausstehende Rest zwischen der solartäglichen und der mondtäglichen Variation der verlangten Größenordnung, auch öfters in der verlangten Richtung ist. Da diese zwei Perioden nicht kommensurabel miteinander sind, gleicht sich die Differenz nicht so schnell aus und wird auch viel mehr durch andere Einflüsse daran verhindert. So konnte ich jüngst zeigen, daß die plötzlich eintretenden Störungen nicht, wie man früher glaubte, streng simultan auf der ganzen Erde eintreten und daß sie weit öfters die Erde in einer bestimmten Richtung, von West nach Ost, überstreichen — also in derselben Richtung wie die der äußeren elektrischen Ströme, oder wie die Rotation der Erde. Wenn das wirklich der Fall ist, dann kommt eine der vielen Ursachen der Säkularvariation zum Vorschein. Man sieht also, wie interessant und wichtig das weitere Studium der magnetischen Störungen, sowie der kurzperiodischen Variationen sein wird. Daß ein höchst inniger Zusammenhang zwischen der Säkularvariation und der mondtäglichen Variation existiert, wurde von mir bereits im Jahre 1899[1]) bewiesen. Beide Variationen gehorchen über der Erde höchst auffallend ähnlichen Gesetzen.

1) Terr. Magn. **4**, 53—58, 1899.

Atlantic City, New Yersey, 3. Februar 1911.

(Eingegangen 15. Februar 1911.)

Zur Säkularen Variation des Erdmagnetismus.

Von Fr. Bidlingmaier.

I. Die Hypothese der magnetischen „Umwandlungsgeschichten" genügt nicht zur Erklärung der Säkularen Variation.

1. Fehler meiner ersten Mitteilung. Herr Adolf Schmidt-Potsdam hatte noch im Dezember 1910, unmittelbar nach Empfang meiner ersten Mitteilung hierüber[1]), die Freundlichkeit, mich brieflich darauf aufmerksam zu machen, daß er einige Bedenken gegen meine Erklärung habe und insbesondere an der Gleichung Seite 1222 oben Anstoß nehme. Im Nenner derselben muß übrigens h statt des druckfehlerhaften C stehen. Diese Gleichung läßt die Wirkung einer magnetischen Schicht an einem unmittelbar darüber liegenden Punkt der Erdoberfläche umgekehrt proportional mit der 3. Potenz der Tiefe jener Schicht abnehmen. Sie ist jedoch, wie Herr Adolf Schmidt sofort hervorhob, nur richtig, wenn überall an der Erdoberfläche immer nur gerade das darunter liegende Stück der Schicht wirksam wäre, dessen Ausdehnung klein ist gegen seine Tiefe.

Es war ein grober Fehler von mir, diese Annahme als in erster Annäherung gültig anzusehen, ein Fehler, der nur ein wenig dadurch erklärlich wird, daß ich damals unter dem frischen Eindruck der soeben bearbeiteten säkularen Variation auf dem Atlantischen und Indischen Ozean 1880—1903 stand, welche im Beobachtungsgebiet des „Gauß" in der Tat einen auffallend stark regionalen Charakter aufweist; vgl. Deutsche Südpolar-Expedition Bd. V, Tafel VII. Wie jedoch unsre Kärtchen unten zeigen, wird dieser starke örtliche Wechsel dadurch erklärt, daß zufällig unter jenem Gebiet damals gerade eine positive Grenzschicht im Durchwandern begriffen war, und in der Nähe einer solchen sind immer starke örtliche Verschiedenheiten zu erwarten. Mein Fehler wurde um so verhängnisvoller, als er jene überraschende Übereinstimmung zwischen den zwei ganz verschiedenen Tiefenbestimmungen der „Umwandlungsschichten" verursachte, die mich in der ersten Freude verführte, eine Mitteilung zu veröffentlichen.

Unsre Kärtchen geben ein anschauliches Bild von einzelnen Komponenten der Säkularkraft über die ganze Erdoberfläche bis zu 60° N und S, wie sie in den letzten drei Jahrhunderten jedes Jahr neu entstanden sind. Wir wollen vorerst daraus nur so viel entnehmen, daß wir uns das Kraftfeld in weiten Erdräumen als ziemlich homogen vorzustellen haben. Rührte dasselbe von einer magnetisierten Schicht her, so müßte es eine jedenfalls in der Horizontalen weithin sich erstreckende Schicht sein, die wir in 1. Annäherung einmal als gleichmäßig magnetisiert annehmen wollen. Wir haben also zunächst die Aufgabe, zur Berichtigung der falschen Gleichung S. 1222 o. die Wirkungsweise einer solchen Schicht zu untersuchen.

2. Wirkungsweise einer ausgedehnten gleichmäßig magnetisierten Schicht. Der mathematischen Schwierigkeiten wegen beschränken wir uns auf das ebene Problem, das uns bereits genügend sichere Anhaltspunkte gibt. Fig. 1 will unsere ebene magnetische Schicht

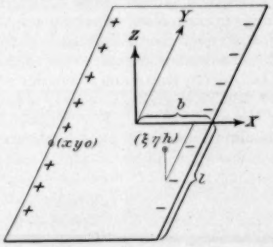


Fig. 1.

und die Lage des Koordinatensystems veranschaulichen. Die Schicht habe die Breite $2b$, die Länge $2l$, und das Moment der Flächeneinheit betrage μ. Da wir homogene Magnetisierung vorausgesetzt haben, treten magnetische Ladungen lediglich an den beiden Randlinien $x = +b$ und $x = -b$ auf, und zwar trägt die Längeneinheit die Ladung μ.

Das Potential unsrer Schicht an einem Punkt $\xi\eta h$ lautet demgemäß:

$$V = \int_{-l}^{+l} \frac{\mu\, dy}{\sqrt{(b+\xi)^2 + (y-\eta)^2 + h^2}} - \int_{-l}^{+l} \frac{\mu\, dy}{\sqrt{(b-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + h^2}}$$

oder gleich in endlicher Form:

$$\frac{1}{\mu} V = \log[+l-\eta+\sqrt{(b+\xi)^2+(l-\eta)^2+h^2}] - \log[+l-\eta+\sqrt{(b-\xi)^2+(l-\eta)^2+h^2}] - \log[-l-\eta+\sqrt{(b+\xi)^2+(l+\eta)^2+h^2}] + \log[-l-\eta+\sqrt{(b-\xi)^2+(l+\eta)^2+h^2}] \quad (1)$$

1) Diese Zeitschr. 11, 1216, 1910.

Um möglichst einfache Verhältnisse zu schaffen, schließen wir die Randgebiete $y = \pm l$ von der Betrachtung aus und setzen die η als klein gegenüber l an; ebenso nehmen wir die Breite b als klein an gegenüber der Länge l in Anlehnung an das Haupttätigkeitsgebiet der säkularen Variation, welches seit drei Jahrhunderten die Nachbarschaft des Atlantischen Ozeans bevorzugt. Wenn wir also von den Größen

$$\frac{\eta}{l}, \frac{b}{l}, \text{ sowie } \frac{\xi}{l} \text{ und } \frac{h}{l}$$

nur die 1. Potenz beibehalten, so vereinfacht sich der obige Ausdruck für das Potential zu

$$\frac{1}{\mu} V = \log\{(b-\xi)^2 + h^2\} - \log\{(b+\xi)^2 + h^2\}. \tag{2}$$

Dieser Ausdruck gibt uns leicht die ganze Kraftverteilung in der Nähe einer langen, ebenen, gleichmäßig quer magnetisierten Schicht, sofern wir das Beobachtungsgebiet auf Räume beschränken, deren Entfernung von der Mitte der Schicht erheblich geringer bleibt, als von den Randgebieten $y = \pm l$. Wir sehen, daß die Horizontalkraft unsrer Schicht in ihrem Zentralgebiet parallel zu ihrer Magnetisierung läuft; sie hat die Größe $X = -\frac{\partial V}{\partial \xi}$

$$\frac{1}{2\mu} X = \frac{b-\xi}{(b-\xi)^2 + h^2} + \frac{b+\xi}{(b+\xi)^2 + h^2}. \tag{3}$$

Das Gesetz der Ortsveränderung der Horizontalkraft in der Ebene h geht aus folgender Gleichung hervor:

$$\frac{1}{2\mu} \frac{\partial X}{\partial \xi} = \frac{(b-\xi)^2 - h^2}{[(b-\xi)^2 + h^2]^2} - \frac{(b+\xi)^2 - h^2}{[(b+\xi)^2 + h^2]^2}. \tag{4}$$

Gleichung 3 enthält das Gesetz für die Abnahme der horizontalen Feldstärke mit der Tiefe der Schicht und zeigt deutlich, wie fehlerhaft der Ansatz der 3. Potenz in meiner 1. Mitteilung gewesen ist. Wenn nun h noch innerhalb des magnetisierbaren Teils der Erdkruste liegen sollte, also $h < 30$ km, so zeigt ein Blick auf unsre Kärtchen, daß b dagegen so groß ist, daß nach Gleichung (3) die Horizontalkraft fast ausschließlich von dem magnetischen Charakter und der räumlichen Ausdehnung der Schicht, von ihrer Tiefe so gut wie gar nicht abhängig ist.

Wenn wir annehmen, das an der Oberfläche beobachtete Feld X rühre von einer horizontalen, homogen magnetisierten Schicht, oder von irgendeiner andern durch eine solche Schicht ersetzbaren Ursache her, so genügen schon 2 Beobachtungsdaten aus dem Zentralgebiet des Feldes, um die beiden einzigen Unbekannten der Schicht, ihre Tiefe und ihre Magnetisierung, zu bestimmen. Denn die Breite der Schicht ist ja beim ebenen Problem gleich dem Abstand der beiden durch die Beobachtung gegebenen Randlinien $\xi + b$, wo je ein Vorzeichenwechsel von X stattfindet. Wir wählen als Beobachtungsdaten die Größen des maximalen Feldes und der maximalen Feldänderung. Offenbar ist

$$\frac{1}{2\mu} X_{\max} = \frac{2b}{b^2 + h^2} \quad \text{bei } \xi = 0 \tag{5}$$

$$\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial X}{\partial \xi}\right)_{\max} = \pm \left(\frac{4b^2 - h^2}{(4b^2 + h^2)^2} + \frac{1}{h^2}\right) \quad \text{bei } \xi = \mp b \tag{6}$$

Unseren Kärtchen ΔD, bezw. den zugrunde liegenden Tabellen entnehmen wir folgende Beobachtungswerte, wobei wir uns auf das aktivste Gebiet der Säkularvariation, den Atlantischen Ozean und die angrenzenden Kontinente, und zwar bestimmungsgemäß auf das äquatoriale Zentralgebiet beschränken

$$2b = 1 \text{ Erdquadrant} = 1 \cdot 10^9 \text{ cm}$$
$$X_{\max} = 60\gamma = 6 \cdot 10^{-4}$$
$$\left(\frac{\partial X}{\partial \xi}\right)_{\max} = \frac{40\gamma}{20^0} = 2 \cdot 10^{-12}$$

Durch Division der Gleichungen 5 und 6 erhalten wir eine Bestimmungsgleichung für h^2, oder falls wir $h = \lambda b$ setzen, für λ^2; nämlich eine kubische Gleichung für λ^2 mit 1 reellen Wurzel und λ rund $= +0{,}7$

$$\text{also } h = +0{,}7\, b = \pm 3500 \text{ km},$$

und damit, $\mu = 1{,}1 \cdot 10^5$.

3. Mittelwert der jährlich neu entstehenden Magnetisierung im Erdkörper. Die bisherigen Rechnungen beruhen vollständig auf der Voraussetzung einer homogen magnetisierten Schicht. In der Natur ist natürlich die Lokalisierung magnetischer Pole auf einzelnen Randlinien, wie sie bei einer homogenen Schicht stattfinden würde, nicht vorhanden; wir haben es vielmehr mit einer von Ort zu Ort wechselnden magnetischen Belegung zu tun, deren Werte nach dem Vorgang von Gauß mittels Kugelfunktionen aus den Beobachtungen zu ermitteln wären[1]). Damit wird zwar unsere Tiefenbestimmung bedeutungslos; es kann vielmehr für jede Tiefe eine geeignete Belegung angegeben werden, welche die Beobachtung wiedergibt. Aber in dem oben ermittelten Wert μ, dem Moment der Flächeneinheit, dürfen wir einen annähernden Mittelwert der in der Natur von Ort zu Ort wechselnden Magnetisierungen erblicken, um so mehr, als dieses μ sich sehr wenig mit der Tiefe der Schicht verändert. So gibt die Gleichung (5) für $h = 0$ nur ein

1) Siehe z. B. Adolf Schmidt, Mitteilungen über eine neue Berechnung des erdmagnetischen Potentials, München 1895.

um $^1/_3$ geringeres μ, als für $h = 3500$ km, wo sich $\mu = 1{,}1 \cdot 10^5$ ergeben hatte.

Wir wollen daher den Wert $\mu = 1 \cdot 10^5$ als einen annähernden, wenigstens der Größenordnung nach zutreffenden Mittelwert der im Erdkörper alljährlich neu entstehenden bezw. vergehenden magnetischen Momente annehmen. Diese haben wir uns natürlich nicht als flächenhaft, wie in unserer Rechnung, sondern als räumlich ausgebreitet vorzustellen, so daß wir zu setzen haben:

$$1 \cdot 10^5 = \text{Moment der Volumeneinheit} \times \text{Schichtdicke}. \quad (7)$$

4. Die erforderliche Schichtdicke. Soll das magnetische Moment durch die Induktion des Erdfeldes entstehen, so kann man für jeden Stoff mit bekannter Magnetisierungszahl k die notwendige Schichtdicke berechnen, die alljährlich neu magnetisiert bezw. entmagnetisiert werden müßte. Eine Komponente ΔD senkrecht zum induzierenden Feld H kann nur in einer anisotropen Schicht entstehen. Bildet die Hauptmagnetisierungsrichtung einer solchen mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ, gerechnet von N über O, so entsteht in dem Stoffe k pro Volumeinheit ein magnetisches Moment, dessen eine zum magnetischen Meridian senkrechte Komponente $m_{\Delta D}$ in folgender Beziehung zu H steht:

$$m_{\Delta D} = H k \cos\varphi \sin\varphi.$$

Das maximale $m_{\Delta D}$ entsteht bei $\varphi = \pm 45^0$ und ist $= + {}^1/_2 H k$.

Zufolge Gleichung (7) ist daher

$$\text{die Schichtdicke mindestens} = \frac{1 \cdot 10^5}{{}^1/_2 H k}.$$

Wir wollen die Schichtdicke für Eisen, als das am besten magnetisierbare Metall, und für Basalt, als eines der am besten magnetisierbaren Gesteine berechnen. Für Basalt entnehmen wir das k den Messungen von Fr. Pockels[1]), Wied. Annalen d. Phys. **63**, 195 ff., 1897, und nehmen einmal beispielshalber an, daß sich seine Magnetisierbarkeit analog wie beim Eisen, aber nur halb so stark mit der Temperatur ändern solle. Es ergibt sich folgende kleine Tabelle der k:

t	Eisen	Basalt
Gewöhnliche Temperatur .	100	$8 \cdot 10^{-3}$ F. Pockels
„Umwandlungstemperatur".	900	$36 \cdot 10^{-3}$?

Für $H = 0{,}3$ erhalten wir schließlich als allermindeste Dicke einer jährlich zu magnetisierenden bezw. zu entmagnetisierenden Schicht im Erdkörper:

t	Eisen	Basalt
Gewöhnliche Temperatur .	67,0 m	830 km
„Umwandlungstemperatur".	7,4 m	185 km ?

Diese kleine Tabelle zeigt, welch starke Schichtdicken bezw. Temperaturänderungen im Lauf der Jahrhunderte benötigt würden, um die säkulare Variation zu erklären. Ist doch bei Basalt, dem besonders gut magnetisierbaren Gestein, die für ein einziges Jahr erforderliche Schichtdicke außerordentlich viel größer, als sie der überhaupt magnetisierbaren Erdkruste, deren Dicke auf rund 30 km zu veranschlagen ist, zukommt.

Als Resultat dieser Ausführungen dürfen wir es aussprechen, daß es aussichtslos erscheint, die säkulare Variation des Erdmagnetismus auf eine aus irgendeinem Grunde veränderliche Induktion der magnetisierbaren Erdkruste durch das Erdfeld selber zurückzuführen.

II. Das jährlich neu entstehende Magnetfeld der Erde in tabellarischer und bildlicher Darstellung.

1. Die Tabellen. Als Unterlage für künftige Spekulationen geben wir im folgenden zunächst eine tabellarische und bildliche Übersicht über das ganze bisherige Wissen der Menschheit von jenen dauernd tätigen Kräften, welche die säkulare Variation der Deklination verursachen. Ein Hauptverdienst an dieser Übersicht gebührt W. van Bemmelen, dessen Werk[1]) am Schluß eine Zusammenstellung der säkularen Variation der Deklination in Winkelwerten von 1600—1850 von 50 zu 50 Jahren enthält. Hinzugefügt wurde noch der Zeitraum von 1850—1900 im wesentlichen nach Tillo[2]), verbessert nach den Ergebnissen der nordamerikanischen[3]) und südafrikanischen[4]) Landesvermessung, sowie nach meinen eigenen[5]) Untersuchungen im Gebiet des Atlantischen und Indischen Ozeans.

Statt der Winkeländerungen der Deklination teilen wir jedoch das System der diese Winkeländerung verursachenden Kräfte mit; die hierzu erforderliche Größe der Horizontalintensität entnehmen wir für jeden unsrer 126 Schnittpunkte den Erfahrungen des letzten Jahrhunderts, das zuerst anfing, H zu beobachten. Dies ist auch

1) Siehe auch F. Pockels, „Über den Gesteinmagnetismus und seine wahrscheinliche Ursache", Neues Jahrbuch f. Mineralogie, Geologie und Paläontologie Jahrgang 1897, Bd. I.

1) W. van Bemmelen, Abweichung der Magnetnadel usw. bis zur Mitte des XIX. Jahrhunderts, Batavia 1899.

2) Tillo, Tables fondamentales d. Magn. Terr. Petersburg 1896.

3) L. A. Bauer, Magnetic Tables and Charts for 1905 U. S., Washington 1908.

4) Beattie, Magn. Survey c. South Africa, London 1909.

5) Bidlingmaier, D. Südp. Exp. Bd. V, Magn. Seebeobachtungen Tafel V und VI, Berlin 1911.

vollkommen erlaubt; denn ein Fehler von $\triangle H = 1000\ \gamma = 0{,}01$ C. G. S. verursacht bei einem jährlichen $\triangle D = 6'$ einen Fehler der säkularen Ost-West-Komponente von noch nicht $2\ \gamma$. Die astronomische Richtung der Kraftkomponente nach magnetisch Ost-West ergibt sich ohne weiteres aus der Deklination ihres Ortes; die letztere haben wir für alle Punkte und alle Epochen gesondert den Werken von van Bemmelen und Tillo entnommen und danach die Richtung der Kraft, von astronomisch Nord aus über Ost zählend, auf ganze Grade angegeben. So enthalten die folgenden Tabellen für jeden Schnittpunkt zwei Angaben, die Größe der jährlich entstehenden Komponente unter der Spalte γ und deren astronomische Richtung unter der Spalte °.

Was die Genauigkeit dieser Angaben betrifft, so ist der mittlere Fehler einer Deklination auf 1—2 Grad, einer jährlichen Kraftkomponente auf 10—20 γ zu veranschlagen.

Um das Bild des jährlich neu entstehenden horizontalen Feldes wenigstens so weit wie möglich zu vervollständigen, fügen wir für eine der letzten Epochen, genau für den Zeitraum 1840—1880, auf Grund der Angaben von Tillo die mittlere jährliche Komponente der Säkularvariation nach magnetisch Nord, d. i. das jährliche $\triangle H$, in einer letzten Tabelle hinzu.

Das jährlich neu entstehende Magnetfeld der Erde.

Komponente nach magnetisch Ost-West von 1600—1900.

Größe in γ ($1\ \gamma = 10^{-5}$ C. G. S.). Richtung in ° von astronomisch N über O.

$\triangle D$ 1650.

φ / λ	+60		+40		+20		+0		−20		−40		−60	
	γ	°	γ	°	γ	°	γ	°	γ	°	γ	°	γ	°
W 180	3	112	17	288	41	284	29	280	7	98	16	101	14	103
160	12	290	30	102	12	277	17	273	10	93	16	98	20	105
140	5	280	42	94	17	86	32	88	12	90	6	93	34	100
120	0	—	10	93	14	88	19	87	9	88	0	—	17	94
100	4	255	8	86	0	—	0	—	3	89	13	89	6	94
80	8	243	24	81	12	91	20	94	19	92	8	94	34	105
60	45	247	2	264	3	94	11	98	26	102	16	106	30	116
40	28	257	24	269	25	272	26	278	14	104	18	290	5	297
20	36	264	43	273	31	271	42	273	45	278	46	284	29	290
0	32	267	61	272	57	270	42	270	42	272	43	275	43	281
O 20	34	267	49	268	76	266	37	265	30	264	40	265	44	268
40	10	81	67	260	35	258	28	255	31	252	26	253	28	257
60	26	73	31	70	25	73	33	71	11	68	15	244	9	245
80	38	76	37	79	33	79	39	79	79	76	9	66	6	60
100	40	83	17	85	6	86	11	86	4	262	12	72	0	—
120	22	88	5	90	20	271	26	271	25	266	5	257	10	250
140	21	93	0	—	8	279	11	277	14	272	0	—	8	262
160	26	102	6	283	16	284	13	281	0	—	11	96	4	95

$\triangle D$ 1700.

W 180	7	291	17	285	17	280	0	—	39	99	10	102	4	106
160	6	107	1	103	2	96	23	93	25	95	11	99	17	286
140	22	100	50	99	70	93	31	91	22	92	14	96	2	283
120	21	90	36	95	41	91	19	89	15	90	0	—	9	102
100	0	—	48	91	26	91	26	91	23	90	24	93	48	103
80	17	236	26	85	13	96	11	96	28	95	22	97	49	110
60	25	238	6	262	2	274	1	279	3	283	6	108	2	118
40	35	247	40	264	5	271	19	275	19	280	32	287	36	294
20	31	255	58	265	34	268	24	270	35	273	42	278	50	285
0	23	261	65	263	71	264	68	265	52	266	41	268	51	273
O 20	7	263	73	261	73	259	87	258	71	258	40	258	36	260
40	20	82	10	77	13	256	8	254	21	249	32	247	38	246
60	64	82	71	78	100	78	10	76	35	71	10	64	7	238
80	47	85	42	82	60	83	63	84	8	78	25	69	18	239
100	0	—	3	86	55	87	19	87	9	83	31	74	38	242
120	9	270	3	90	7	272	11	271	4	265	4	77	26	247
140	0	—	13	276	44	277	20	277	2	271	10	88	3	82
160	2	104	15	281	45	280	10	280	14	99	21	98	13	97

$\triangle D$ 1750.

φ / λ	+60 γ	+60 o	+40 γ	+40 o	+20 γ	+20 o	+0 γ	+0 o	−20 γ	−20 o	−40 γ	−40 o	−60 γ	−60 o
W 180	13	288	17	283	15	100	12	99	9	100	8	103	0	—
160	17	118	10	103	22	98	31	95	12	99	4	102	3	283
140	59	124	27	102	20	96	20	92	8	275	2	276	3	282
120	43	119	35	100	27	94	28	91	13	90	0	—	14	280
100	38	100	31	96	43	95	42	94	34	94	25	95	27	105
80	5	57	19	85	9	96	10	98	25	98	52	102	10	113
60	7	233	11	262	10	273	19	278	18	282	2	288	24	296
40	21	240	27	260	40	268	27	272	20	276	37	282	47	286
20	44	247	53	257	92	262	55	265	42	269	40	272	47	279
0	56	252	62	255	88	256	57	257	56	258	52	262	46	266
O 20	20	258	30	256	18	254	64	252	47	252	37	252	32	254
40	7	85	10	81	12	76	12	74	7	249	34	243	15	242
60	14	89	36	84	21	82	22	82	35	76	3	245	25	236
80	23	90	23	87	40	88	17	88	55	86	12	252	19	238
100	0	—	6	88	17	89	20	88	20	86	34	252	22	244
120	10	265	0	—	0	—	8	270	12	88	17	81	1	66
140	22	270	19	273	27	274	23	274	1	93	15	91	12	87
160	40	279	15	278	9	279	19	278	0	—	17	101	17	100

$\triangle D$ 1800.

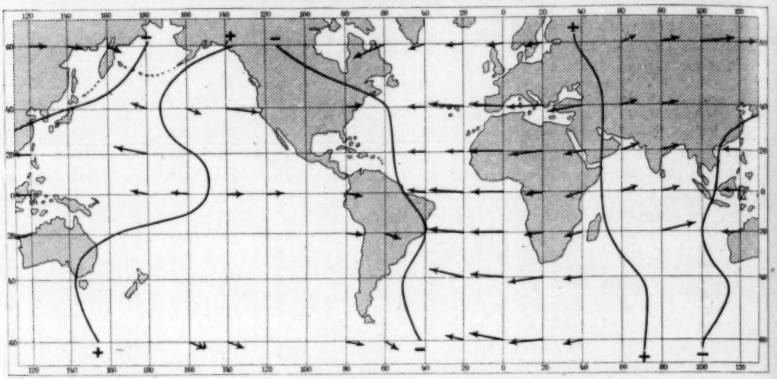
W 180	13	287	0	—	4	282	2	280	11	281	1	104	8	110
160	9	296	2	286	9	100	9	98	0	—	0	—	15	106
140	9	120	18	106	26	97	17	94	14	94	13	97	31	105
120	24	122	18	104	36	96	33	94	32	93	56	96	36	104
100	27	105	16	100	32	98	32	96	43	96	53	99	54	111
80	1	64	8	90	1	96	32	98	26	111	50	106	13	116
60	24	230	19	260	19	271	16	276	18	280	18	286	27	293
40	36	230	48	253	35	262	52	269	20	274	37	278	28	283
20	35	236	48	246	54	254	73	258	42	262	48	268	37	272
0	11	244	18	248	22	250	46	250	56	252	46	256	35	260
O 20	10	256	0	—	25	73	5	249	47	244	41	245	41	250
40	4	268	9	82	44	79	55	76	7	248	6	240	28	238
60	17	94	23	88	31	86	27	84	35	78	0	—	22	230
80	9	96	27	91	0	—	0	—	53	86	13	70	15	230
100	15	93	29	90	0	—	20	90	20	86	3	254	1	54
120	2	86	24	269	7	90	5	90	12	87	21	81	16	61
140	2	90	28	270	22	272	8	274	1	94	21	94	21	87
160	16	277	24	276	0	—	5	278	0	—	3	103	24	106

$\triangle D$ 1850.

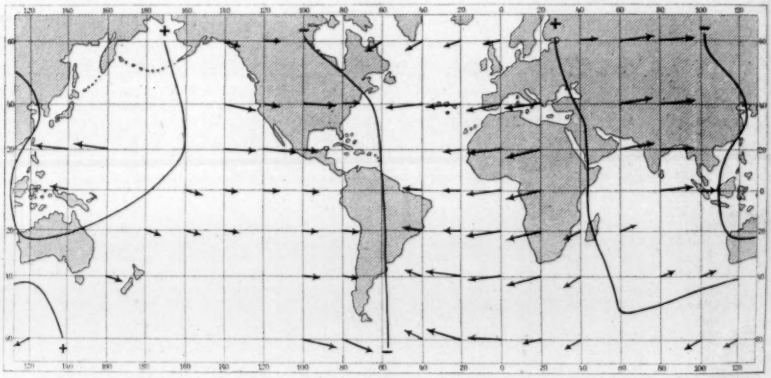
W 180	4	286	4	102	14	281	6	280	12	280	0	—	13	112
160	8	295	7	286	12	280	16	278	0	—	8	101	11	110
140	4	301	5	288	3	278	1	275	24	96	28	99	16	110
120	8	124	14	107	4	98	4	95	39	98	36	101	49	112
100	7	110	13	102	15	278	0	—	36	100	46	107	17	118
80	18	234	13	270	21	276	2	278	23	103	13	109	2	117
60	17	215	23	254	26	268	32	274	26	278	37	284	24	290
40	23	220	40	245	40	258	50	264	83	267	38	272	41	279
20	0	—	15	65	22	250	59	253	75	255	62	260	67	266
0	20	65	35	70	34	72	9	69	55	245	54	248	49	254
O 20	34	78	50	78	41	77	66	72	18	64	24	240	35	242
40	28	90	58	86	18	84	21	80	27	70	0	—	14	233
60	29	100	39	92	25	88	38	86	21	80	3	244	8	228
80	38	102	19	94	15	91	0	—	7	265	14	248	28	223
100	9	96	5	92	30	92	17	92	12	86	2	254	4	228
120	14	268	0	—	6	270	7	91	22	90	4	84	9	250
140	40	268	24	267	16	270	2	93	12	95	10	96	4	270
160	20	274	11	274	25	276	1	278	2	100	1	104	8	110

Das jährlich neu entstehende Magnetfeld der Erde.

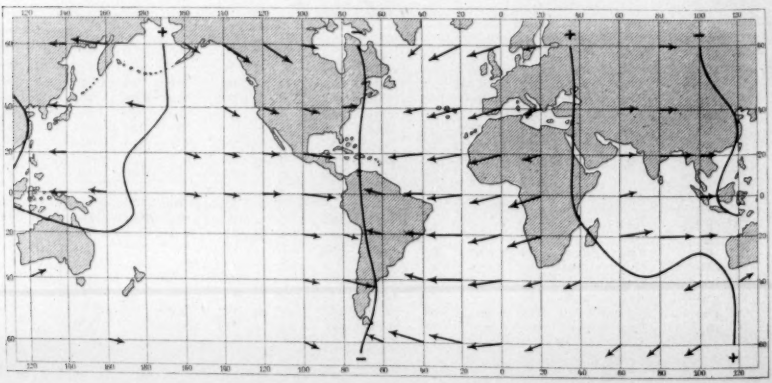
ΔD 1650.



ΔD 1700.



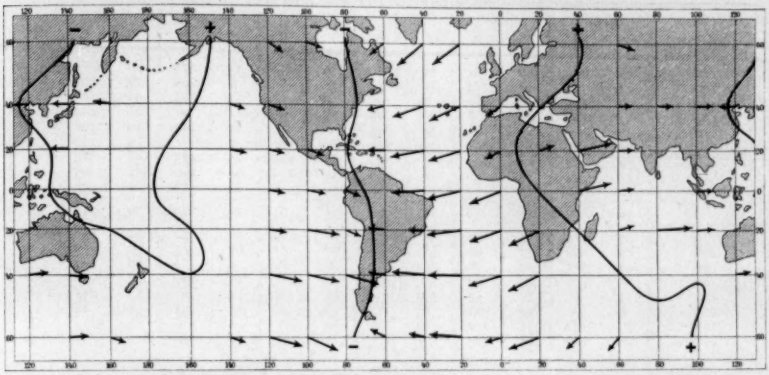
ΔD 1750.



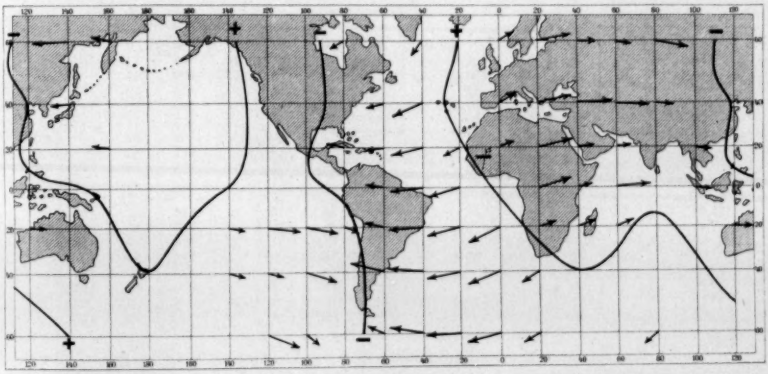
Jeder Schnittpunkt von Parallel- und Längekreis ist mit einer Angabe über das **jährlich** entstehende ΔD versehen.

Komponente ΔD nach magnetisch Ost-West in den letzten 3 Jahrhunderten.

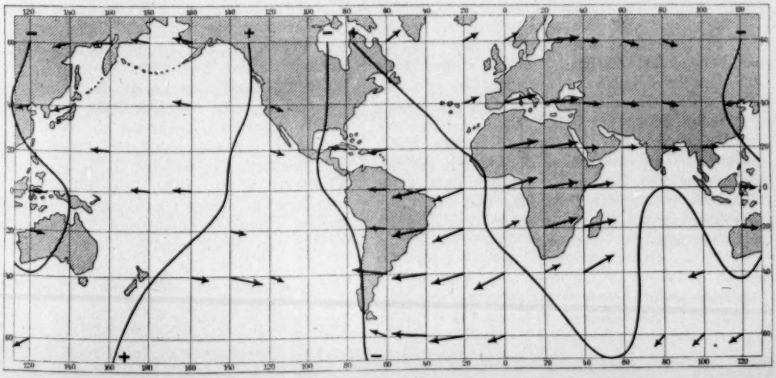
ΔD 1800.



ΔD 1850.



ΔD 1900.



Schnittpunkte **ohne** Pfeil $\Delta D < 20\,\gamma$, mit **kleinem** Pfeil $\Delta D = 20-40\,\gamma$, mit **großem** Pfeil $\Delta D > 40\,\gamma$.

$\triangle D$ 1900.

φ / λ	+60		+40		+20		±0		−20		−40		−60	
	γ	o	γ	o	γ	o	γ	o	γ	o	γ	o	γ	o
W 180	22	282	9	281	16	280	19	278	12	279	0	—	3	292
160	23	291	18	284	16	278	25	276	6	98	19	103	3	290
140	9	300	8	286	0	—	0	—	17	98	38	103	3	110
120	7	126	23	108	20	99	6	96	11	98	28	104	11	114
100	0	—	13	102	20	98	0	—	11	102	10	108	9	118
80	13	61	13	268	33	272	12	277	0	—	5	110	5	118
60	19	42	16	252	25	266	33	271	25	275	38	280	27	287
40	14	44	6	66	14	256	52	259	64	260	68	265	52	273
20	19	56	21	68	14	72	52	248	66	248	68	253	48	260
0	36	72	47	76	51	76	42	73	20	66	37	242	33	249
O 20	39	85	43	83	55	82	78	79	48	70	32	58	16	240
40	29	90	32	90	35	86	38	84	66	75	50	59	0	—
60	29	104	34	96	19	90	6	87	4	80	0	—	3	227
80	20	106	25	97	20	92	0	—	15	264	16	246	22	219
100	3	96	10	94	19	94	13	92	5	87	17	251	20	225
120	0	—	20	266	0	—	20	92	23	92	4	84	17	244
140	30	262	34	264	12	270	0	—	6	274	12	275	10	271
160	28	270	14	272	17	275	12	277	12	278	8	282	2	110

Komponente nach magnetisch Nord.

$\triangle H$ um 1850.

W 180	2	16	0	—	40	11	70	190	69	190	9	192	6	22
160	6	25	19	196	35	10	14	188	24	188	14	191	2	20
140	16	31	14	198	9	8	35	5	52	186	42	189	18	20
120	2	214	2	17	20	8	12	5	49	188	49	191	24	22
100	2	20	21	12	4	188	4	186	32	190	30	197	62	28
80	8	324	4	180	12	186	16	188	39	193	21	199	61	27
60	18	305	25	344	10	178	44	184	42	198	66	194	40	20
40	18	310	30	345	11	348	6	174	72	177	88	182	21	189
20	11	336	15	335	23	340	74	163	59	165	52	170	44	176
0	16	335	35	340	14	162	56	159	44	155	23	158	21	164
O 20	12	348	26	348	11	347	34	162	19	154	20	150	56	162
40	6	0	10	356	24	354	27	350	6	160	25	152	83	143
60	21	190	4	2	25	358	24	356	21	170	18	154	54	148
80	18	192	26	184	11	181	34	0	14	175	37	157	46	143
100	4	186	29	182	4	2	4	2	7	176	27	164	18	148
120	8	180	2	180	19	180	33	1	5	0	14	174	15	340
140	26	180	11	357	18	180	51	3	26	5	4	6	10	180
160	20	184	22	4	26	6	30	8	0	—	23	194	15	200

2. Unsre Kärtchen. Eine große Erleichterung für die Auffassung der ganzen Erscheinung bietet ihre Veranschaulichung in unsern Kärtchen. Zur Entstehung derselben ist folgendes zu bemerken: auf Arbeitskarten wurden sämtliche Werte unsrer Tabellen eingetragen; auf denselben wurden dann nach den genauen Werten die Grenzlinien, in welchen $\triangle D$ bzw. $\triangle H = 0$ wird, gezogen. Diese Grenzlinien wurden unmittelbar in unsre Kärtchen übernommen; statt der Zahlen sind jedoch zur Erleichterung des Überblicks astronomisch orientierte Pfeile eingesetzt werden, und zwar nur in folgenden 3 Größenstufen: an den Punkten mit einer Kraft

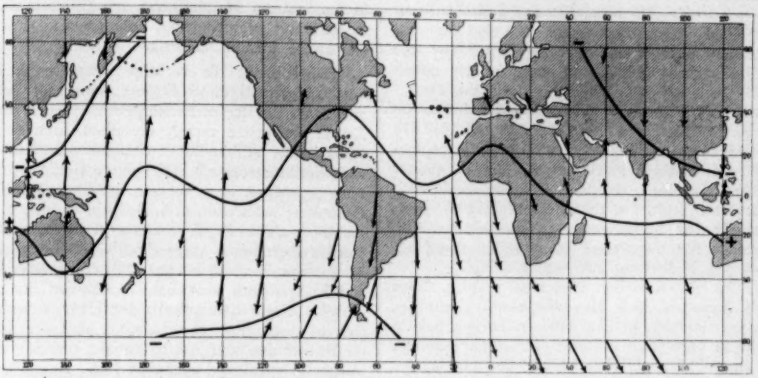
$< 20\,\gamma$ kein Pfeil
$20-40\,\gamma$ kleiner Pfeil
$> 40\,\gamma$ großer Pfeil.

Die erste Stufe entspricht ungefähr der Genauigkeitsgrenze eines Wertes.

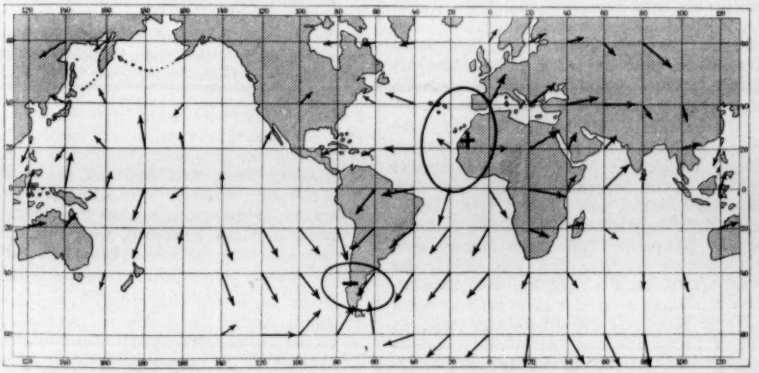
3. Die Grenzlinien, gegen welche die Pfeile konvergieren bzw. divergieren, sind der geometrische Ort derjenigen Punkte, in welchen die Erdoberfläche durch die Kraftlinien des wirkenden Feldes senkrecht geschnitten wird. So strömen an der Grenzlinie der konvergierenden Pfeile die Kraftlinien in der Richtung auf das zunächst liegende negative Ende des wirkenden Feldes zusammen, während in der Nähe der Grenzlinie der divergierenden Pfeile, darunter oder darüber, das positive Ende des säkularen Kraftfeldes liegen muß. Wir haben den positiven bzw. negativen Charakter der Grenzlinien in den Kärtchen angedeutet. Bemerkenswert ist das vorwiegend meridionale Streichen der Grenzlinien bei der $\triangle D$-Komponente und im Gegensatz dazu das ost-westliche Streichen bei der $\triangle H$-Komponente. Eine nähere Überlegung zeigt, daß dieses Verhalten der Grenzlinien da-

Das jährlich neu entstehende Magnetfeld der Erde.

Komponente ΔH nach magnetisch Nord-Süd zwischen 1840 u. 1880.



Die gesamte horizontale Komponente um 1850.



Jeder Schnittpunkt von Parallel- und Längskreis ist mit einer Angabe über die **jährlich** entstehende Komponente versehen. Schnittpunkte **ohne** Pfeil $K < 20\,\gamma$, mit **kleinem** Pfeil $K = 20-40\,\gamma$, mit **großem** Pfeil $K > 40\,\gamma$.

durch bedingt ist, daß das System der Säkularkräfte ein Potential besitzt.

4. Die Stabilität des Systems der Säkularkräfte, das sich stellenweise jahrhundertelang nur wenig verändert, ist sehr bemerkenswert. Mit auffallender Hartnäckigkeit haftet bei der $\triangle D$-Komponente die eine negative Grenzlinie schon seit Jahrhunderten am amerikanischen Kontinent, den sie in sehr langsamer Bewegung von Ost nach West durchsetzt hat. Ihr entspricht die positive Grenzlinie, die zuerst langsam und dann rasch den asiatischen und afrikanischen Kontinent durchwandert hat. Sehr stabil sind auch die nördlichen Hälften der beiden pazifischen Grenzlinien, der negativen von Ostasien, der positiven von Alaska auf Neuseeland zulaufenden, während die südlichen Zweige dieser Grenzlinien etwas unstet verlaufen, damit jedoch wohl nur ihre Unsicherheit andeuten.

5. Das ganze horizontale Feld. Zufolge

der bemerkenswerten Stabilität der ganzen Erscheinung, wie sie in den ΔD-Kärtchen zum Ausdruck kommt, gewinnen die beiden letzten Kärtchen für ΔH bezw. für das ganze horizontale Feld erhöhte Bedeutung. Sie sind zunächst nur als sehr wünschenswerte Ergänzung der ΔD-Kärtchen für die Epoche, in der neben ΔD- auch ΔH-Beobachtungen vorliegen, zusammengestellt worden. Wie notwendig eine solche Ergänzung ist, sieht man daran, daß sie die Bevorzugung der Landhalbkugel gegenüber der Wasserhalbkugel, die in meiner ersten Mitteilung bei den ΔD allein so deutlich hervortrat, wohl nur als eine zufällige Eigenschaft der ΔD-Komponente erscheinen läßt, welcher für das Ganze kaum eine ausschlaggebende Bedeutung zukommen dürfte.

Das ΔH-Kärtchen zeigt eine positive, längs des Äquators sich hinschlängelnde Grenzlinie, zu welcher sich in den höheren Breiten beiderseits je noch eine negative Grenzlinie zugesellt. Während die ΔD-Komponente in auffallender Weise den Atlantischen Ozean und seine Nachbarkontinente bevorzugt, erscheint bei ΔH die Südhalbkugel gegenüber der Nordhalbkugel bevorzugt; als ein besonders tätiges Gebiet erweist sich bei beiden Komponenten die Südspitze von Amerika. Das ΔH-Kärtchen zeigt, daß jedenfalls um die Mitte des letzten Jahrhunderts das System der Säkularkraft die Stärke des normalen Erdmagnetismus alljährlich geschwächt hat.

Unser letztes Kärtchen bietet ein Bild des ganzen horizontalen Anteils der Säkularkraft, welches mittels der Tabellen „ΔD 1850“ und „ΔH um 1850“ hergestellt worden ist. Sehr schön hebt sich in dem Gesamtbild ein besonders tätiges Hauptgebiet der säkularen Variation heraus. Das positive Ende dieses Hauptsystems liegt zunächst der Westküste von Afrika, das negative zunächst der Südspitze von Amerika; dabei scheint letzteres der Erdoberfläche noch näher zu liegen, als das afrikanische Ende. In schöner Übereinstimmung mit dieser Lokalisierung der hauptsächlichsten „Quelle“ und „Senke“ der säkularen Kraftlinien steht das Ergebnis von E. W. Creak[1]), welcher fast genau dieselben Orte als ausgezeichnete Stellen auch für die Inklination findet: die Südspitze von Amerika stellt sich als Ort maximaler Zunahme, die Westspitze von Afrika als Ort maximaler Abnahme der nördlichen Inklination dar.

6. Die Ursache der Säkularvariation. Das Kraftlinienbild unseres letzten Kärtchens läßt auf eine starke räumliche Krümmung der Kraftlinien, mithin auf eine Entfernung ihres Ursprungsorts schließen, welche sicherlich von terrestrischer Größenordnung ist. Es wird schwer halten, die Ursache der Säkularvariation in temporärem Magnetismus des Erdkörpers zu finden; wir werden wohl an dauernd tätige elektrische Ströme zu denken haben.

Dabei bleibt die wichtige Frage noch zu entscheiden, ob diese Ströme innerhalb oder außerhalb des festen Erdkörpers zu suchen sind. Adolf Schmidt verlegt dieselben nach einer Notiz in der Abhandlung: „Magnetische Karten von Norddeutschland für 1909“, Berlin 1910, Seite 23 Mitte, zum weitaus größten Teil ins Erdinnere, während L. A. Bauer in der Abhandlung „The Physical Decomposition of the Earth's Permanent Magnetic Field“, Terrestrial Magnetism Dezember 1904, S. 186, gerade die ΔD-Komponente der Säkularvariation hauptsächlich einem außerhalb der Erde liegenden System zuschreibt; es erscheint aber fraglich, ob Bauer den von Ad. Schmidt eingeführten Vektor A genügend eliminiert hat. Neues über die Natur von A s. Bidlingmaier, Magn. Ergebn. d. K. Obs. Wilhelmshaven 1910, Kapitel K.

Ich habe den Eindruck, daß, wer die Ursache der säkularen Variation ergründen will, erst die Ursache des Erdmagnetismus überhaupt ergründen muß, nicht jener täglichen kleinen Schwankungen, deren Ursprung wir in der Atmosphäre zu suchen haben (Schuster, Birkeland), sondern vielmehr die Ursache jenes „konstanten“ Teils des Erdmagnetismus, dessen Ursprung wir nach Gauß im Erdinnern zu suchen haben. In säkularen leisen Modifikationen des großen im Erdinnern, vielleicht mit dem Erdinnern kreisenden Stromsystems, welches den Erdmagnetismus überhaupt hervorruft, wird man wohl dereinst die Ursache seiner säkularen Variation erkennen.

Leider ist es mir nicht möglich, meine ursprüngliche Absicht, eine eingehende physikalische Diskussion meiner Tabellen und Kärtchen zu geben, zur Ausführung zu bringen; die Menge meiner amtlichen Verpflichtungen verhindert mich vorläufig vollständig daran. Andererseits war eine möglichst baldige Berichtigung meiner 1. Mitteilung über diesen Gegenstand dringend geboten, damit nicht etwa weniger urteilsfähige Leser durch meine unhaltbare Hypothese irre geführt würden. Um nun Tabellen und Kärtchen nicht ungenützt im Schrank liegen zu lassen, übergebe ich sie hiermit ohne nähere Verarbeitung der Öffentlichkeit mit dem Wunsche, die Kärtchen möchten manchen Fachgenossen auch von der reinen Physik anregen, mit diesen großartigen, unablässig tätigen Vorgängen im Bereich unsres Erdkörpers sich zu beschäftigen. Möchte es

1) C. W. Creak, Challenger-Werk, Physics and Chemistry II; Report of the Magnetic Results, Plate II.

ihnen besser, als es meinem ersten Anlauf glückte, gelingen, ihre Ursache zu ergründen!

Wilhelmshaven, 18. Februar 1911.

(Eingegangen 20. Februar 1911.)

Über die Anwendung des polarisierten Lichtes in der Interferometrie.

Von S. Pokrowsky.

In der Sitzung der Russischen Physikalischen Gesellschaft am 15. September 1909 habe ich darauf hingewiesen, daß jedes Interferometer in ein optisches System verwandelt werden kann, das einer ihrer Achse parallel abgeschliffenen Kristallplatte äquivalent ist, oder aber in ein System, das einem die Polarisationsebene des Lichtes drehenden Mittel gleichwertig ist.

Wendet man in einem auf diese Weise umgeänderten Interferometer polarisiertes Licht an, so wird man imstande sein, die Genauigkeit der interferometrischen Messungen bis zur Genauigkeit der polarimetrischen zu steigern.

Bald darauf habe ich folgendes Halbschatteninterferometer vorgeschlagen, mit dessen Konstruktion ich gegenwärtig beschäftigt bin. Ein Bündel paralleler einfarbiger Strahlen, das aus dem Kollimator kommt, geht durch ein Rhomboeder isländischen Kalkspats mit polierten planparallelen Flächen. Nach Verlassen des Spats legen sich die ordentlichen und die außerordentlichen Strahlen teils aufeinander. Um sie kohärent zu machen, ist vor dem Spat eine besondere $\frac{\lambda}{2}$-Doppelplatte placiert. In der einen Plattenhälfte ist die optische Achse der Trennungslinie parallel, in der anderen bildet sie mit letzterer einen Winkel von 45^0. Mittels einer solchen Doppelplatte werden die parallelen (kohärenten) Amplituden in den Strahlen, welche durch beide Plattenhälften durchgehen, unter einem Winkel von 90^0 zueinander gestellt. Wenn die Trennungslinie dieser Platte dem Hauptschnitt des Spats perpendikulär ist, so werden die nach Verlassen des Spats aufeinandergefallenen ordentlichen und außerordentlichen Strahlen kohärent sein; durch eine Blende, welche in passender Weise hinter dem Spat placiert wird, kann man diese Strahlen von den benachbarten ausscheiden. Darauf passieren die Strahlen eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte, welche sie in zirkular polarisierte entgegengesetzter Richtungen umwandelt. Indem sich diese beiden Strahlen aufeinanderlegen, geben sie einen geradlinig polarisierten Strahl. Das Auftreten eines Gangunterschieds der Strahlen bis zu ihrem Auffallen auf dem Spat wird, wie leicht zu erkennen ist, von einer Drehung der Polarisationsebene des aus der Platte heraustretenden Strahls um einen gewissen Winkel begleitet. Wenn man diesen Drehungswinkel mittels irgendeines Halbschattenanalysators ausmißt, wird man imstande sein, den Gangunterschied, der diese Drehung hervorruft, zu bestimmen. Um den beim Durchgang durch den Spat entstehenden Gangunterschied der Strahlen zu beseitigen, kann man auf dem Wege eines von ihnen eine Glasplatte von passender Dicke aufstellen.

St. Petersburg, Physikalisches Laboratorium des Elektrotechnischen Instituts.

(Eingegangen 15. März 1911.)

Über das Dopplersche Prinzip.

Von S. Pokrowsky.

Auf Professor Campbells Photographien ist die Linie der Sonnenkorona (1474 nach Kirchhoff) erweitert, was auf sehr starke Bewegungen der die Korona bildenden Teilchen hinweist, vorausgesetzt, daß das Dopplersche Prinzip auch beim gebeugten Licht anwendbar ist. Infolgedessen erscheint es von Interesse, zu untersuchen, ob nicht in der Wellenlänge des von den einer Bombe entströmenden Teilchen CO_2 zerstreuten Lichtes Veränderungen vor sich gehen werden. R. W. Wood gibt in seinen Vorversuchen über die magnetische Wirkung derartiger einelektrisierter, sich bewegender Teilchen eine annähernde Geschwindigkeitsgröße ihrer fortschreitenden Bewegung, die, bei einem Drucke von 50 Atm. in der Bombe, 2000 Fuß (600 m) in der Sekunde gleichkommt. Wenn man diesen sich bewegenden Teilchen ein grelles Strahlenbündel (z. B. von einer Quecksilberlampe) entgegensendet, so geht, nach Doppler, in dem in der Bewegungsrichtung diffus reflektierten Lichte eine Wellenlängenverminderung von

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 2\frac{v}{c} = \frac{2 \times 600}{3 \times 10^8} = 4 \cdot 10^{-6}$$

vor sich, wo v die Geschwindigkeit der CO_2-Teilchen bedeutet.

Diese Veränderung wird annähernd zweimal größer sein als die von A. A. Bjelopolsky in seinen Untersuchungen mit rotierenden Spiegeln gemessene. Um diese Wellenveränderung wahrzunehmen, wird ein Spektralapparat (z. B. ein Echelon von A. A. Michelson) mit einem

Auflösungsvermögen von nicht weniger als 250000 nötig sein.

Um die Intensität des diffusen Lichtes zu verstärken, kann man folgendermaßen verfahren: man projiziere die Abbildung der gegebenen Lichtquelle mitten in den Kegel der herausströmenden CO_2-Teilchen, und diese beleuchteten Teilchen projiziere man auf den Spalt des Spektroskops, welches gewöhnlich vor dem Echelon aufgestellt wird. Voruntersuchungen, die in dieser Richtung mit den D-Linien des Natriums in dem voltaischen Bogen gemacht worden sind, haben gezeigt, daß dieselben im diffusen Licht eine zur praktischen Ausführung des von mir vorgeschlagenen Verfahrens genügende Intensität besitzen.

(Eingegangen 15. März 1911.)

Doppelter Schlüssel für Quadrantenelektrometer.

Von G. Rümelin.

Bei der Verwendung des Quadrantenelektrometers zur Messung kleiner Stromstärken, wie sie bei ionisierten Gasen vorkommen, bedarf man einer Vorrichtung, die aus der Ferne die Erdung des einen Quadrantenpaares aufzuheben gestattet. Eine einfache, hierzu dienende Vorrichtung ist von Rutherford (Radioactivity, 2d. ed. S. 97) angegeben worden; die hier zu beschreibende ist eine etwas modifizierte Form, die sich bequemer und vielseitiger verwenden läßt.

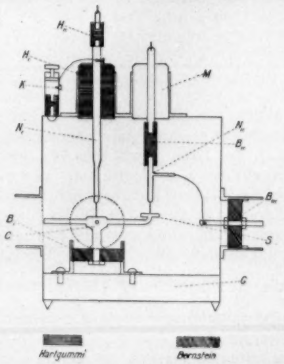
Die auf die Dauer nicht gut funktionierenden Hg-Kontakte des oben genannten Apparats sind durch solche aus Pt ersetzt. Der bewegliche Teil der Kontaktvorrichtung ist nicht geerdet, sondern isoliert, so daß demselben und damit dem isolierten System beliebige Potentiale erteilt werden können. Dies bietet mehrere Vorteile: man kann einmal die Bestimmungen der Voltempfindlichkeit und der Isolation der Anordnung sowie die eigentliche Strommessung rasch hintereinander ausführen. Ferner kann man die Aufladung des Systems von jedem beliebigen Potential aus beginnen. Es kommt häufig vor, daß sich dem zu messenden Strom ein zweiter, unerwünschter, Elektrizitätsaustausch des isolierten Systems mit der Hülle überlagert: einmal bei mangelhafter Beschaffenheit der Isolatoren, und zweitens dann, wenn die Ionisation in dem von der Hülle eingeschlossenen Gasraum außerhalb des Feldes des Meßkondensators beträchtlich ist; die im Meßkondensator an die isolierte Elektrode abgeschiedene Elektrizitätsmenge fließt dann durch die eben erwähnten ionisierten Gaspartien teilweise wieder ab (leak back).

Lädt man nun die Nadel des Schlüssels bei z. B. positivem $\frac{dV}{dt}$ so stark negativ auf, daß die nach Öffnen des Kontakts auftretenden Schwingungen der Elektrometernadel schon abgedämpft sind, bevor das System das Potential O erreicht hat, dann läßt sich die Aufladungszeit zwischen Potentialen messen, die gleichviel über und unter dem Potential der Umgebung liegen. Dieses Analogon des Rumfordschen Kunstgriffes bei kalorimetrischen Messungen gestattet, die Leak back-Korrektion zu eliminieren.

Es ist für viele Zwecke bequem, bei Messung von Stromstärken nach der Bronsonschen Methode der konstanten Ausschläge wegen der auftretenden Kontaktpotentialdifferenzen sogar notwendig, über einen zweiten Kontakt zu verfügen, der einen Teil der Apparatur ebenfalls aus der Entfernung an den Rest derselben unter Vermeidung elektrostatischer Störungen an- und abzuschalten gestattet.

Die von der Göttinger Firma G. Bartels hergestellten Quadranten-Elektrometer werden in neuerer Zeit mit Schutzrohren für die von den Quadranten nach außen führenden Drähte versehen. Der zu beschreibende Apparat ist so gebaut, daß ein in ihm isoliert aufgestellter Konduktor leicht unter vollkommenem elektrostatischem Schutz sowohl durch einen dieser beiden Drähte mit einem Quadrantenpaar als auch mit den an dasselbe zu schaltenden Apparaten verbunden werden kann.

Über der gußeisernen Grundplatte G (s. Figur) ist eine Bernsteinscheibe B_1 gelagert, in der der Konduktor C befestigt ist. Von diesem gehen drei kurze gerade Arme aus; ein vierter Arm trägt eine kleine Scheibe S. Die Oberseiten von



C und S sind mit kleinen runden Pt-Scheiben belegt, auf denen die Pt-Spitzen der Nadeln N_1 und N_2 ruhen. N_1 ist in dem Hartgummistück H_1 beweglich, Hartgummistück H_2 ist fest mit der Nadel verschraubt, am oberen Ende befindet sich eine Öse zur Betätigung des Kontakts durch Schnurzug; eine kleine Klemmschraube in N_1 gestattet, durch einen dünnen Kupferdraht Verbindung mit der isoliert aufgestellten Klemme K herzustellen. Die Nadel N_2 ist in dem Messingstück M geführt, sie trägt oben eine Öse, unten ein Bernsteinstäbchen B_2 in dessen unteres Ende die in Pt auslaufende Spitze eingeschraubt ist. Die Grundplatte ist durch einen Kasten von vernickeltem Messingblech überdeckt; auf der Oberseite derselben sind zwei Hülsen befestigt, in denen H_1 und M verschiebbar und feststellbar sind, um die maximale Hebung der mit Anschlägen versehenen Nadeln zu regulieren. Die vier Seitenwände haben je eine runde, mit Rohrstutzen umgebene Öffnung. Durch eine derselben ist die von der Nadel N_2 ausgehende, zum Teil aus dünnem biegsamem Draht hergestellte Leitung durch die Bernsteinisolation B_2 geführt.

Mittels der dem Apparate beigegebenen, auf die drei Arme des Konduktors C durch die Öffnungen des Kastens zu steckenden Klemmhülsen wird der Konduktor C mit dem isolierten Quadrantenpaar sowie mit den dauernd an dieses zu schaltenden Apparaten verbunden; der an- und abzuschaltende Teil der Versuchsanordnung wird ebenso an das Ende der von N_2 ausgehenden Leitung angeschlossen. Über die Rohrstutzen, die die Öffnungen umgeben, werden bei Gebrauch der letzteren dünne Messingrohre als statischer Schutz der Leitungen, anderenfalls Verschlußkappen gesteckt.

Der Apparat wird von der Firma G. Bartels in Göttingen zum Preise von Mk. 36.— geliefert.

Göttingen, Physikal. Institut, März 1911.

(Eingegangen 20. März 1911.)

BESPRECHUNGEN.

O. Lehmann, Das Kristallisationsmikroskop und die damit gemachten Entdeckungen, insbesondere die der flüssigen Kristalle. VII u. 112 S. mit Abbildungen u. 1 Tafel. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. M. 3.—

Verf. schildert zunächst die im Lauf der Jahre von ihm konstruierten und verbesserten Mikroskope, die er „Kristallisationsmikroskope" nennt und die sich im wesentlichen durch eine Heizvorrichtung von anderen Mikroskopen unterscheiden; der Übergang vom Streichholz zum Öllämpchen, von diesem zum Luftgasbrenner usw., Kühlvorrichtungen, Erzeugung von Glühtemperaturen sowie die Handhabungen und Kunstgriffe werden ausführlich besprochen.

Es genügte mir nicht, sagt Lehmann, „fertige Kristalle zu beobachten, wie Mineralogen und Petrographen zu tun pflegen". Hierzu mag bemerkt werden, daß — abzusehen von Leeuwenhoeks mikroskopisch-kristallographischen Beobachtungen (1722) — schon vor O. Lehmanns erstem Auftreten (1876) immerhin der Kristallbildung und -auflösung schon einige Aufmerksamkeit geschenkt worden ist. So untersuchte Fahrenheit 1724 die Unterkühlung von H_2O, Leblanc seit 1781 Formbeeinflussung durch die Lage des Kristalles im Gefäß sowie durch Lösungsgenossen und die Bedeutung des Übersättigungsgrades, Daniell 1817, Mohs 1824, Leydolt 1851, Fabri 1860, Lavizzari 1865, Exner 1874 die Kristallauflösung, Jordann 1842, Lavalle 1852, Pasteur 1856, Marbach 1856 und vor allem Frankenheim seit den dreißiger Jahren (auch mikroskopisch) die Kristallbildung und -auflösung, A. Knop 1867 in Karlsruhe die Beeinflussung der Formen von KCl und NH_4Cl, G. Rose 1838 die Umwandlung von amorphem $CaCO_3$ in Kalkspat und Aragonit.

Die Entdeckung der Umwandlungstemperatur und der Häufigkeit der Polymorphie verdankt man nach Lehmann dem Kristallisationsmikroskope. Schon lange vorher hatte Frankenheim die „Übergangstemperatur" von KNO_3 ermittelt, Stabilität und Instabilität, Unterkühlung bei polymorpher Umwandlung sowie die Analogie mit dem Schmelz- und Erstarrungsprozeß betont; und Knop hatte darauf hingewiesen, daß wohl jede Substanz unter verschiedenen Bedingungen in verschiedenen Systemen zu kristallisieren vermöge.

Die Ermittelung von Kristallformen zahlreicher bisher kristallographisch unbekannter Substanzen verdankt man nach Lehmann dem Kristallisationsmikroskop: immerhin mag erwogen werden, daß letzteres für Biotit und manche andere Substanz die wahre Symmetrie nicht wohl anzugeben vermag.

Die Entdeckung der „anomalen Mischkristalle" verdankt man nach Lehmann dem Kristallisationsmikroskop. Schon Senarmont hat 1854 das monokline $Sr(NO_3)_2 \cdot 4H_2O$ mittels verschiedener Farbstoffe, zum Teil pleochroitisch, gefärbt: der Pleochroismus aber scheint mir für sog. Homogenität mehr beweisend als die Nichtauflösbarkeit durch ein Mikroskop; was Lehmanns Mikroskop nicht aufzulösen vermag, könnte vielleicht durch das Ultramikroskop aufgelöst werden. Außerdem ist Homogenität gerade dann nur ein relativer Begriff, wenn man (wie Lehmann) mit Atomen operiert; mancher Basalt erscheint dem unbewaffneten Auge homogen, und einem schwachsichtigen Auge könnte sogar Granit mit seiner regelmäßigen Abwechselung homogen sein. Übrigens zeigte ich (N. Jahrb. f. Min. 1903), im Gegensatz zu Lehmann, daß die „anomalen Mischkristalle" vom Typus der Senarmontschen, vom Standpunkt der Phasenlehre betrachtet, heterogen sind.

Die Entdeckung plastischer Kristalle verdankt man nach Lehmann dem Kristallisationsmikroskop. Doch kannte man die unelastische Deformierbarkeit durch Druck an Chlorit, Talk, Gips, Gold, Silber u. a. schon lange; und die Homogenität, die Lehmann auch

hierbei mit seinem Mikroskop glaubt festgestellt zu haben, kann bei verbogenen Kristallen gerade für den Molekulartheoretiker nur eine scheinbare sein. Plastische Deformation unter Erhaltung der Homogenität kann nur bei Translationen erfolgen, die Mügge 1889 am $BaBr_2 \cdot 2H_2O$ entdeckte (der betr. Aufsatz steht im N. Jahrb. f. Min. I, 145, 1889, und dürfte Herrn Lehmann interessieren).

Die Klarstellung der Verschiedenheit von Kristall und Glas verdankt man nach Lehmann dem Kristallisationsmikroskop. Jedoch haben schon Réaumur, Faraday und Beudant die Entglasung studiert; die Definition: „ein Kristall ist eine Phase, ein Glas nicht", ist mir unverständlich, und die Definition: „ein Kristall kann wachsen, ein Glas nicht", erscheint mir sehr anfechtbar; wächst beim Schmelzen eines Silikates das Glas der Schmelze nicht? und bei Ausflockung kolloider Lösungen? und die Kugelbildungen von Opal?

Dem Satz, daß Homogenität kein notwendiger Teil des Kristallbegriffes sei, vermag ich keinen Sinn beizulegen: ein Gas wird man natürlich auch dann als Gas bezeichnen können, wenn es durch Staubteilchen verunreinigt ist, einen Kristall auch dann als Kristall, wenn er Lösungseinschlüsse oder Spaltungsrisse enthält oder optisch deformierte Partien, welch letztere Kristalle in verschiedener Orientierung darstellen.

Hinsichtlich Lehmanns strukturtheoretischer Erörterungen vermag ich dem Hauptsatze nicht zuzustimmen, daß gleichartige Moleküle stets ein Raumgitter bilden, und unregelmäßige Aggregation nur bei Einlagerung fremder Moleküle möglich ist; Quarzglas scheint mir weder ein Kristall, noch von fremden Molekülen durchsetzt zu sein.

Die Kapitel über die von Lehmann entdeckten „flüssigen Kristalle" und „scheinbar lebenden Kristalle" dürfen als aus vielen Lehmannschen Publikationen durchaus bekannt, hier unerörtert bleiben; sie bieten der Forschung gewiß interessante Probleme dar.

Lehmanns Deutung der „flüssigen Kristalle" als solcher stehe ich schon deswegen nicht ablehnend gegenüber, weil sich dieselben an die exakt untersuchten Kristalle kontinuierlich anreihen, so wie der leichter flüssige Äther an den schwerer flüssigen Alkohol; sobald die Plastizität einen gewissen Betrag überschreitet, d. h. die innere Reibung unter eine gewisse Grenze sinkt, müssen die Oberflächenkräfte wirksamer werden und die Elastizitätsgrenze hinausschieben — der Kristall ist dann „flüssig".

Zum Schlusse werden 32 Demonstrationen, mittels des Kristallisationsmikroskops auszuführen, sowie 82 für dergleichen Versuche geeignete Substanzen aufgezählt.

Das Kapitel über „Urheberrecht" mag der Interessent im Original nachlesen. Johnsen.

E. Orlich, Kapazität und Induktivität, ihre Begriffsbestimmung, Berechnung und Messung (Elektrotechnik in Einzel-Darstellungen von G. Benischke, Heft 14). 8. XII u. 294 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1909. M. 14.—, gebunden M. 15.—

„Kapazität und Induktivität sind die beiden Größen, welche die Erscheinungen im Wechselstromkreise beherrschen." Verf. hat in vorliegendem Buche ein vorzügliches Hilfsmittel geschaffen, um den Leser mit den Begriffen dieser Größen, mit ihren Berechnungen und Messungen vertraut zu machen. Klarheit der Darstellung, Strenge und Exaktheit charakterisieren das Buch. Bei der in den letzten Jahren stark zunehmenden Beschäftigung mit Wechselströmen, besonders mit Hochfrequenz, drahtloser Telegraphie, wird das Erscheinen dieses Werkes von vielen Seiten mit Freuden begrüßt worden sein.

Das Buch ist in 2 Teile gegliedert. Der erste, „theoretische Teil", ist einer möglichst strengen Begriffsbestimmung von Kapazität und Induktivität auf Grund der Maxwellschen Theorie gewidmet. Verf. gibt dazu eine sehr geschickte Einführung in diese Theorie, soweit sie für den vorliegenden Zweck nötig ist. Die Form der Darstellung, die sich in mathematischer Beziehung möglichster Einfachheit befleißigt, ist klar und leicht verständlich. Einige Beispiele von Kapazitäten und Induktivitäten, besonders von Kabeln, werden ausführlich durchgerechnet. Bei der Behandlung zeitlich veränderlicher Zustände ist die symbolische Darstellungsmethode der Wechselströme gewählt, in die der Verf. eine Einführung gibt.

Der zweite, „praktische Teil" des Buches, an Umfang dem ersten gleich, enthält in 2 Kapiteln Beschreibung und Theorie der gebräuchlichsten Hilfs- und Meßapparate und in einem 3. Kapitel die Meßmethoden. Auf möglichste Vollzähligkeit hierbei hat der Verf. bei der großen Zahl der vorhandenen Methoden verzichtet, dafür sind aber diejenigen, die sich als gut brauchbar erwiesen haben, möglichst ausführlich und unter Berücksichtigung aller möglichen Fehlerquellen und mit Hinweisen auf die praktische Handhabung hervorragend durchgearbeitet. Das Buch enthält einen großen Schatz von Erfahrungen, die in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt auf diesem Gebiete gesammelt worden sind und hier in sehr dankenswerter Weise der Allgemeinheit zugänglich gemacht werden.

Eine große Verbreitung in Techniker- und Physikerkreisen dürfte diesem Buche wohl sicher sein.
M. Reich.

C. Fleck, Photokeramik. Anleitung zur Übertragung photographischer Aufnahmen auf Porzellan, Email, Glas, Metall. 64 S. mit 12 Abbildungen im Text. Berlin, Gustav Schmidt. 1909. M. 1.20, gebunden M. 1.80

Ein von einem Praktiker sachgemäß verfaßtes Rezeptbuch, das vielen gute Dienste leisten wird.
Werner Mecklenburg (Clausthal i. H.).

Friedrich Poske, Die Zentrifugalkraft. Ein Beitrag zur Revision der Newtonschen Bewegungsgesetze. (Heft 3 des 2. Bandes der Sonderhefte der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht.) 80 S. mit 36 Abbild. Berlin, J. Springer. 1909. M. 3.—

Die Arbeit behandelt in fünf Kapiteln die freie krummlinige Bewegung, die unfreie krummlinige Bewegung, die Newtonschen Bewegungsgesetze, die Zentrifugalkraft an rotierenden Körpern, das Zentrifugalpendel. In einem Anhang sind einige neuere Apparate zur Messung der Zentrifugalkraft besprochen. Die didaktische und historische Seite des Gegenstands kommt in ausführlichen kritischen Hinweisen auf seine Darstellung in modernen Schulbüchern und auf die Ansichten neuerer und älterer Autoren zur Geltung. Näher auf das Ergebnis der Untersuchungen des Verfassers einzugehen, würde den Rahmen einer kurzen Besprechung überschreiten. Hiemens.

A. Battelli, A. Occhialini u. S. Chella, Die Radioaktivität. Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé. 8. XII u. 428 S. mit 144 Figuren im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1910. Gebunden M. 7.40

Die italienische Ausgabe dieses Werkes ist in dieser Zeitschrift 1909, S. 1039, von Herrn Harms besprochen worden. Bezüglich der vorliegenden deutschen Auflage ist hervorzuheben, daß die Übersetzungsarbeit — wie man dies von Herrn Iklé nicht anders gewöhnt ist — eine ganz ausgezeichnete ist.

Schade aber ist es, daß diese deutsche Ausgabe nicht bessere Abbildungen erhalten hat (man vergleiche Fig. 44 auf S. 89!!). Der Zeichnung, als einer internationalen „wissenschaftlichen Sprache", sollte man sich doch in einem modernen physikalischen Werke in richtiger Weise bedienen. H. Hörig.

Karl Scheel, Grundlagen der praktischen Metronomie. (Sammlung „Wissenschaft". Heft 36.) 8. XII u. 164 S. mit 39 Abbildungen im Text. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1911. Geh. M. 5.20, geb. M. 6.—

Die Metronomie ist ein Gebiet, dem im allgemeinen wohl mehr mit scheuer Hochachtung, als dem Bestreben, es näher kennen zu lernen und davon zu profitieren, entgegengetreten wird. Da ist es erfreulich, daß ein Verfasser, der seinem Stoffe durchweg den Stempel persönlicher Laboratoriumserfahrung aufdrücken konnte, es verstanden hat, trotz des für den Gegenstand recht knapp bemessenen Raumes eine Einführung zu geben, die jedem, der überhaupt Sinn für Präzisionsmessungen hat, willkommen sein dürfte.

Nach einer historischen, die Aufgabe der Metronomie kennzeichnenden Einleitung werden in den beiden ersten Abschnitten die Längenmessungen behandelt. Neben dem in einem besonderen Paragraphen betonten Okularmikrometer sei hier erwähnt ein Kapitel über Komparatoren, von denen ein in der Reichsanstalt befindlicher, von Leman konstruierter, näher beschrieben ist, ferner die Untersuchung von Teilungen nach verschiedenen Methoden (mit umfangreichen Zahlenbeispielen, Methode der kleinsten Quadrate vorausgesetzt) und die hochwichtige, ausführlich gegebene Ermittelung der Fehler von Meßschrauben sowie die Messung von Höhenunterschieden von Quecksilbersäulen, die Auswertung von Thermometern, die Bestimmung der Wärmeausdehnung nach der Interferenzmethode. — Dann wendet sich der Verfasser den Massenmessungen zu. Einem Abriß der Statik der gleicharmigen Wage folgt — leider ohne technische Zeichnung — die interessante Beschreibung einer klassischen Präzisionswage; Wägungsmethoden werden diskutiert, Zahlenbeispiele gegeben und die physikalisch-technischen Gesichtspunkte für die Konstruktion von Massennormalen und Massensätzen besprochen, während der folgende, vierte, Abschnitt der Behandlung des Einflusses der äußeren Verhältnisse auf die Wägung und den Methoden ihrer Berücksichtigung gewidmet ist. Aus dem Kapitel über Raummessungen seien die Abschnitte über die Dichte des Wassers und des Quecksilbers hervorgehoben.

Hochinteressant ist der letzte Teil: ein Referat der von Michelson durchgeführten und später von Benoît, Fabry und Perot so glänzend bestätigten Auswertung des Meters in Lichtwellenlängen, sowie der Arbeiten, welche zur Volumenbestimmung des Kilogramms unternommen wurden.

Hingewiesen sei schließlich noch besonders auf die am Schlusse gegebenen sehr beachtenswerten Tabellen zum Gebrauche bei metronomischen Messungen.

In der Bibliothek sollte das Buch seinen Platz neben dem „Kohlrausch" erhalten. H. Hörig.

Loth. Schrutka, Edler von Rechtenstamm, Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenschiebers. 8. X u. 96 S. Wien, Franz Deuticke. 1911. Geheftet M. 3.—

Abgesehen von den wenigen, in der Tat noch nicht ganz ausgestorbenen Sonderlingen, die im Rechenschieber die „Eselsbrücke" sehen, dürfte dieses Instrument sich zurzeit unter den Physikern ganz allgemeiner Benutzung erfreuen. Daß der Apparat aber einer viel raffinierteren Ausnutzung fähig ist, als durchschnittlich bekannt, das kann man aus der vorliegenden, der Feder eines Mathematikers entstammenden Arbeit lernen. Abgesehen vom rein theoretischen Interesse (es sei hier z. B. an die Stellenwertbestimmung erinnert) bietet die Schrift für die Rechenpraxis des Physikers eine ganze Reihe von Operationen, die man sich zwar kaum präsent halten, aber doch für den akuten Bedarfsfall, wenn es sich etwa um die Berechnung von Tabellen handelt, mit Vorteil heranziehen wird. So verdient außer einem Paragraphen über die weniger bekannten speziellen Rechenschieberskalen besondere Aufmerksamkeit ein Kapitel über „besondere Arten der Verwendung des Rechenschiebers". Hier werden neben additiven und subtraktiven Operationen, mit denen man sich allerdings nicht ohne weiteres befreunden wird, die Auflösung quadratischer und kubischer Gleichungen sowie die Berechnung von Dreiecken behandelt.

Dem Text sind reichlich erläuternde Rechenbeispiele beigegeben, doch will es dem Referenten scheinen, daß es zweckmäßiger gewesen wäre, diese Aufgaben nicht in physikalisch-technisch eingekleideter Form, sondern als einfache Zahlenbeispiele zu geben. Am Schlusse des Buches findet sich ein Literaturverzeichnis. H. Hörig.

G. Friedel, Leçons de cristallographie. 310 S. mit 383 Figuren im Text. Paris, Hermann & fils. 1911.

Das Buch umfaßt geometrische, physikalische und chemische Kristallographie. „Kristall" wird als anisotrope homogene Masse definiert und die vektoriellen Eigenschaften in diskontinuierliche (dem Hauyschen Gesetz unterworfene) und in kontinuierliche eingeteilt; durch die ersteren unterscheidet sich der Kristall besonders scharf von den amorphen Massen, während z. B. in optischer Hinsicht ein regulärer Kristall von einer Flüssigkeit nicht verschieden ist. Sogleich anfangs bei Entwickelung der 32 Symmetrieklassen werden nach heutigem französischen Brauch in Anlehnung an Hauys Vorstellungen die Raumgitter eingeführt und deren Symmetrie mit derjenigen der zuzuordnenden Symmetrieklassen verglichen. In dem optischen Kapitel werden das Huygenssche Prinzip, die Eigenschaften des Kalzit und der einachsigen Kristalle, dann diejenigen der zweiachsigen Körper, die Interferenzfarben, die elliptische Polarisation, das Polarisationsmikroskop, Interferenzbilder und Drehungsvermögen betrachtet; letzteres wird als auch in der rhombischen Hemimorphie und in der monoklinen Hemiedrie möglich angenommen (in Anlehnung an Gibbs u. a.).

Lehmanns „flüssige Kristalle" werden nicht als solche anerkannt.

Einen Appendix bilden Bemerkungen über die Schoenfliessche Strukturtheorie.

Bemängeln könnte man vielleicht folgendes: die Namen Steno, Hessel und Frankenheim fehlen; ebenso der Begriff der Drehspiegelungsachse. Die Absonderung nach Gleitflächen wird als echte Spaltbarkeit betrachtet, die nur infolge der Gleitung zutage tritt. Bei Knickungen behauptet Friedel rationale „plans directeurs", d. h. Knickungsebenen; bei Disthen z. B. sei die letztere für den intakten Teil (001), für den verschobenen (102), oder auch für ersteren (308), für den letzteren (108). Dolomit wird als Mischung betrachtet, Chalzedon als besondere Modifikation. Die Kapitel über Härte, thermische Deformation und Wärmeleitung sind vielleicht ein wenig kurz.

Johnsen.

E. Sommerfeldt, Die Kristallgruppen nebst ihren Beziehungen zu den Raumgittern. 79 S. mit 50 Textfiguren und 14 Stereoskopaufnahmen. Dresden, Th. Steinkopff. 1911. M. 3.—

Verf. will in die Lehre der Kristallstruktur nicht nur Chemiker, sondern auch Botaniker und Zoologen einführen, die er zu diesem Zwecke auf den ersten 7 Seiten des Büchleins mit den Haupteigenschaften der Kristallpolyeder bekannt zu machen sucht. Statt mit Hauys Gesetz beginnt Sommerfeldt mit den ohne dieses doch recht unmotiviert erscheinenden verschiedenen Achsenkreuzarten und Achsen-Längeneinheiten. Die kurze Beschreibung der Symmetrie wird trotz ihrer Eindeutigkeit ohne Figuren dem Außenseiter schwer verständlich sein. Sommerfeldts Zuordnung regelmäßiger Körper bezw. Polygone zu den einzelnen Kristallsystemen mag didaktische Vorteile besitzen.

Die Schilderung der 14 Raumgitter wird durch ebenso viele Paare stereoskopischer Abbildungen unterstützt, welche auch die Bravaisschen Grundkörper in entsprechender Orientierung mit enthalten. Der Hauptteil des Buches enthält dann die durch 50 Figuren erläuterte Beschreibung von einfachen, nicht ineinandergestellten Raumgittern, welche dadurch die Symmetrie aller 32 Symmetrieklassen annehmen, daß man in ihre Eckpunkte kleine Massenpolyeder von geeigneter Symmetrie und geeigneter Orientierung — im allgemeinen nicht alle einander parallel — hineinsetzt. Ersetzt man jene Polyeder durch deren Polfiguren und jeden Pol durch ein Massenteilchen, so gelangt man offenbar zu Sohnckes aus ineinandergestellten Gittern bestehenden Punktsystemen. Gegenüber Fedorows und Schoenflies' allgemeinsten Anordnungen kommt Sommerfeldt zwar mit einfacheren Gruppierungen aus, dagegen muß er betreffs der Symmetrie der Massenteilchen speziellere Annahmen machen.

Die Figuren 31 und 36 scheinen mir unrichtig zu sein, da sie Gegenschraubensysteme darstellen sollen, während in der Zeichnung alle Schrauben gleichen Windungssinn besitzen.

Johnsen.

A. Nodon, L'action électrique du soleil. 12. 193 S. mit Abbildungen. Paris, Gauthier-Villars. 1910.

Der Verf. beschreibt zunächst Versuche, die zeigen sollen, daß eine negativ geladene isolierte Platte, die in einem geerdeten Metalltopf mit Öffnung steckt, sich rascher bei Bestrahlung mit Sonnen- oder Mondlicht entlädt als bei geschlossener Öffnung. Verschließen der Öffnung mit geerdetem Drahtnetz hebt den Effekt, der rund 100 Volt positiver Aufladung entspricht, auf, so daß kein Photoeffekt vorliegt. Das Phänomen wird bei verschiedenen, allerdings prinzipiell gleichen Apparaten konstatiert. Im zweiten Teil wird der Effekt einer „Induktion" der durch Aussendung negativer Elektronen positiv geladenen Sonne auf die Erde zugeschrieben und sein Einfluß auf alle möglichen Erscheinungen, wie Erdmagnetismus, Erdbeben usw. erörtert. Es wäre vielleicht nicht überflüssig, das Grundphänomen, bei dem zahlreiche Fehlerquellen mitspielen können, nachzuprüfen.

v. Wartenberg.

Tagesereignisse.

Deutsche Technische Hochschule Brünn. Der Anstalt ist das Recht verliehen worden, ferner den Titel **„K. K. Deutsche Franz Joseph Technische Hochschule"** zu führen.

An der **Universität Budapest** ist ein **zweites physikalisches Institut** unter der Leitung des o. ö. Professors E. Klupathy errichtet worden. Die Lokalitäten des neuen Instituts befinden sich im Souterrain und zweiten Stockwerke des sogen. alten, jetzt für die philosophische Fakultät der Universität umgestalteten Polytechnikumsgebäudes.

Aus der **Dr.-Elsa-Neumann-Stiftung** ist am 18. Februar 1912 abermals **ein Preis von 1000 M.** durch die philosophische Fakultät der Universität Berlin zu vergeben. Er soll der hervorragendsten Arbeit auf physikalischem oder mathematischem Gebiete zugewendet werden, die innerhalb des Jahres 1911 der philosophischen Fakultät eingereicht worden ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Robert Pohl für Physik, an der Universität Königsberg Dr. Gerhard Hoffmann für reine und angewandte Physik, an der Universität Berlin Dr. Jacob Franck für Physik, an der Universität Zürich Dr. F. Rusch für theoretische Physik.

Ernannt: Dr. Henry N. Russell zum ord. Professor der Astronomie an der Universität Princeton, Dr. Zickendraht zum Dozenten für Physik und physikalische Chemie an der städtischen Chemieschule zu Mülhausen, Dr. J. F. Rodriguez zum Professor der anorganischen Chemie an der Facultad de farmacia der Universität von Madrid, der Direktor des Osservatorio Geofisico in Livorno Professor Ugo Mondella zum Direktor des Observatorio Regional do Rio Grande do Sul in Porto Alegre (Brasilien).

Berufen: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Erhard Schmidt in gleicher Eigenschaft an die Universität Breslau.

Verliehen: Dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Berlin Dr. Iwan Koppel der Titel Professor, dem ord. Professor der höheren Mathematik und darstellenden Geometrie an der Bergakademie Freiberg Dr. E. Papperitz der Titel Geheimer Bergrat, dem Privatgelehrten Physiker Dr. Wilh. Feddersen der Titel Geheimer Hofrat.

Gestorben: Der ord. Professor der Experimentalphysik und Direktor des Physikalischen Instituts der National-Universität La Plata Dr. Emil Bose (vom 1. Oktober 1902 bis 15 April 1909 Redakteur der Physikalischen Zeitschrift).

Gesuche.

Dr. Karl Stöckl, Passau III, ersucht höflichst um gefällige Zusendung von Separatabdrücken von Arbeiten über **innere Reibung.** Auch um Separatabdrücke von **früheren** Arbeiten aus diesem Gebiete wird gebeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

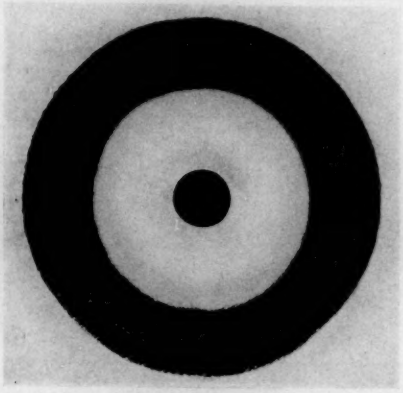


Fig. 1.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

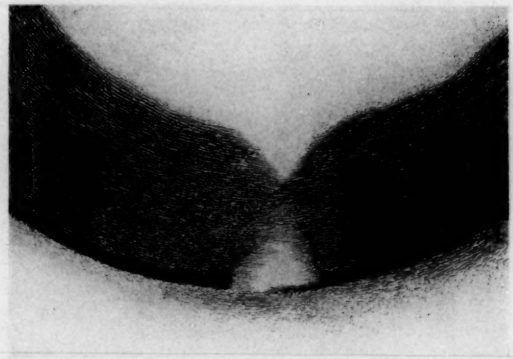
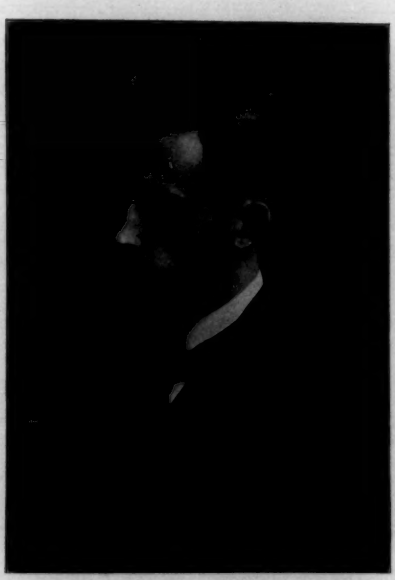


Fig. 2.



Phot. Fr. Rühle, Nordhausen.

Prof. Dr. Emil Bose
Vorsteher des physikalischen Instituts der Univ. La Plata.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY